

(146). § 7. Проблемы гелизиса и эволюции источников энергии (154). § 8. Заключение (158).

Глава V. Звездные скопления (П. Н. Холодов) 160

§ 1. Основные свойства звездных скоплений (160). § 2. Основные свойства звездных ассоциаций (170). § 3. Выборочные звезды из коллапсирующих протозвездных систем. Ассоциация — возникающие звездные скопления (178). § 4. Возникновение и эволюция звездных скоплений (182).

Глава VI. Основы теории звездообразования. Прополжение звезд первого поколения (С. В. Пикельнер, С. А. Каплан) 190

§ 1. Проблема образования звезд (190). § 2. Теоретические основы проблемы звездообразования (194). § 3. Образование звезд в сферических подсистемах и эллиптических галактиках (212). § 4. Протозвездная стадия эволюции звезд (231).

Глава VII. Крупномасштабная динамика межзвездной среды и образование звезд плоской подсистемы (С. В. Пикельнер, С. А. Каплан, А. В. Зисов) 235

§ 1. Спиральная структура диска галактик (236). § 2. Спиральные ударные волны (243). § 3. Образование облаков нейтрального водорода (253). § 4. Образование газопылевых комплексов и формирование звезд (262). § 5. Особенности звездообразования в галактиках различных типов (273).

Глава VIII. Эволюция звезд и нуклеосинтез (С. А. Каплан) 280

§ 1. Эволюция звезд главной последовательности (282). § 2. Эволюция звезд после ухода с главной последовательности (294). § 3. Потери массы звездами и эволюция тесных двойных систем (301). § 4. Варьирующая фаза эволюции и проблема нуклеосинтеза в галактиках (313).

Глава IX. Косвенные стадии эволюции звезд (исключенные звезды) (С. А. Каплан, В. Ф. Шапирман) 319

§ 1. Уравнение состояния вырожденного газа и плотности «ненаселенных звезд» (321). § 2. Звезды — выродившиеся карлики (327). § 3. Нейтронные звезды и пульсары (339). § 4. «Черные дыры» (теоретические представления) (354). § 5. Орбиты вокруг «черных дыр» (362).

Глава X. Развитие эволюционных представлений в звездной астрономии (Ю. Н. Ефремов) 371

§ 1. Очерк истории теории звездной эволюции (371). § 2. Природа звездных ассоциаций и проблема звездообразования (381). § 3. Два направления в космогонии (390).

Литература 395

ПРЕДИСЛОВИЕ

Подавляющая доля наблюдаемого во Вселенной вещества сосредоточена в звездах и в свою очередь абсолютное большинство звезд сосредоточено в гигантских системах — галактиках. Уже поэтому проблема возникновения звезд и галактик и теория их эволюции занимают ключевые позиции во всей современной астрономии. Самая характерная особенность астрофизики, отличающая ее от «земной» физики — это ее эволюционность; астрономия изучает не только физические свойства космических объектов, но и их развитие, изменение их характеристик во времени.

В последние годы наше понимание процессов образования звезд и галактик существенно продвинулось вперед. От отдельных гипотез астрономы перешли к построению стройной теоретической картины; складывается единая концепция, основанная на многочисленных наблюдательных данных и достижениях современной физической теории. В этой книге рассматриваются современные представления о происхождении звезд и галактик и фактические данные о мире звезд и галактик, из которых они исходят. Общая картина далеко еще не завершена даже в отдельных областях; присутствуют и ней и серьезные проблемы.

В некоторых случаях, например, в изучении эволюции звезд на стадии термоядерного синтеза можно уже говорить о довольно надежной теории, в других же случаях, особенно в проблеме происхождения галактик, еще сосуществуют сильно различающиеся подходы. Однако уже сейчас можно поставить задачу связанного изложения современного состояния проблемы не только эволюции звезд и галактик, но и их образования.

Такая задача была бы явно непосильна для одного человека и поэтому Соломон Борисович Пикельнер, который лучше, чем кто-либо другой из советских астрономов понимал ее сложность и вместе с тем актуальность, считал необходимым создание коллективной монографии, в которой каждая глава была бы написана авторами, хорошо знакомыми с современным состоянием проблемы в данной области. Данная книга и является реализацией этого плана С. Б. Пикельнера, который и привлек к ее написанию авторов отдельных глав. Она является монографией, выдержанной на серьезном научном уровне, хотя авторы стремились сделать свои главы доступными достаточно широкому кругу читателей.

Конечно, книга не исчерпывает все аспекты проблемы. Здесь в основном обсуждается теория образования галактик (а точнее, образование крупномасштабных неоднородностей вещества, которые затем проэволюционировали в галактики) из первичного космологического субстрата в начальную эпоху расширения Вселенной и теории образования звезд из межзвездной среды. Хотя подавляющее большинство астрономов разделяет такой подход и он представляется хорошо обоснованным, существует и другая точка зрения (см., например, коллективную монографию «Проблемы современной космогонии», М., «Наука», 1972).

Теория эволюции звезд, как уже говорилось, довольно хорошо разработана и подтверждается многочисленными наблюдательными данными; она неоднократно излагалась в различных монографиях. Давняя убежденность в происхождении звезд из межзвездной среды, основанная сначала на косвенных наблюдательных данных и теории гравитационной неустойчивости, в последние годы сменилась целой теорией, покоящейся на новых данных о характеристиках межзвездной среды и газопопылевых комплексах, добытых радио, инфракрасной и ультрафиолетовой астрономией. Новая монография представляет едва ли не первую в мировой литературе попытку систематизированного изложения этой теории.

Теория происхождения галактик, по существу, только зарождается и даже в рамках исходной предпосылки об образовании их из газовых облаков, выделившихся на ранних стадиях расширения Вселенной, возможны суще-

ственно отличающиеся подходы (адиабатический, вихревой и энтропийный. Первые два см. гл. II и III книги). Происхождение галактик вряд ли может быть до конца понято без решения космологической проблемы в целом, но С. Б. Пикельнер считал полезным представить современное состояние проблемы.

Теория образования и эволюции звезд и галактик находится в непрерывном развитии, и современное их состояние, описываемое в главах книги, недолго рассматривать как окончательные истины. Отличия в подходе отдельных авторов к одним и тем же вопросам представляются поэтому вполне естественными. Хотя общие контуры теории вырисовываются уже сейчас, решения некоторых проблем придется, вероятно, но очень скоро.

Соломон Борисович Пикельнер взял на себя нелегкую обязанность быть научным редактором этой книги. Он много работал с каждым автором и почти все главы прошли его, как всегда, очень добросовестную, но бескомпромиссную и конкретную критику. Уже почти все главы были окончательно отредактированы и главной задачей оставалось состыковать их друг с другом, когда безвременная внезапная кончина прервала работу С. Б. Пикельнера. Эта книга была одной из главных его забот в последние недели жизни и с некоторыми авторами он беседовал о ней за день до смерти.

Никто уже не сможет восполнить то, что С. Б. Пикельнер не успел сделать, и читатель, возможно, заметит отдельные шероховатости, которых не было бы, если бы редактор довел до конца свою работу. Оставшаяся редакционная работа была проведена С. А. Капляновым, Ю. Н. Ефремовым и А. В. Засовым. При этом было сохранено все то, что было написано С. Б. Пикельнером и приняты во внимание замечания, сделанные им на рукописях глав.

Все авторы этой монографии были тесно связаны с Соломоном Борисовичем Пикельнером — одни по многолетней совместной работе, другие были его учениками или пользовались его консультациями и советами. Мы надеемся, что эта монография воздаст должное его заслугам, как одному из создателей современной теории происхождения и эволюции звезд и галактик.

* * *

Соломон Борисович Пикельнер родился 7 февраля 1921 г. в Баку в семье бухгалтера и рано потерял отца. В 1938 г. он поступил на астрономическое отделение Московского государственного университета, который окончил с отличием в 1942 г. В том же году С. Б. Пикельнер поступил в аспирантуру МГУ, затем недолго работал в Астрофизическом институте АН СССР, а с 1946 г. — в Крымской астрофизической обсерватории в тесном контакте с замечательным астрофизиком Г. А. Шайнмем. С 1959 г. до своей кончины 19 ноября 1975 г. С. Б. Пикельнер был профессором кафедры астрофизики Московского университета.

Вся жизнь С. Б. Пикельнера была посвящена астрономии и наполнена интенсивным трудом — научной и научно-организационной работой, громадной педагогической деятельностью. Необычайная доброта и деликатность, справедливость и самоотверженная готовность помочь любому, врожденная скромность, огромная эрудиция и широта интересов, редкостная физическая интуиция и бескомпромиссность в отстаивании научной истины навсегда запомнятся всем, кто имел счастье встречаться с ним.

Деятельность С. Б. Пикельнера хорошо известна астрономам всего мира, но авторы считают своим долгом напомнить о той части его многогранной работы, которая имеет непосредственное отношение к теме данной монографии. Он интересовался всеми проблемами астрофизики, но наибольшее внимание он уделял двум ее отделам: физике Солнца и межзвездной среды. Это не случайно. Глубокая физическая интуиция помогала С. Б. Пикельнеру отделить существенные стороны явления от менее важных и ему удавалось понять природу явления в тогда, когда наблюдательных данных было недостаточно или если их «слишком» много и было трудно отделить главное от второстепенного. Заинтересовавшись какой-либо проблемой, он возвращался к ней много раз, все глубже проникал в суть явления. Обилие наблюдательных данных и в физике Солнца и в физике межзвездной среды, возможность применить в обоих случаях выводы космической электродинамики, для развития которой так много сделал С. Б. Пикельнер, обусловили важные результаты, полученные им в этих областях.

Именно потому, что С. Б. Пикельнер всегда стремился работать там, где достаточно много наблюдательных



Соломон Борисович Пикельнер
(1921—1975)

давших, где можно строить модель явления, большинство его результатов не только сохраняют, но и увеличивают со временем свою ценность.

Межзвездной средой С. Б. Пикельнер заинтересовался в самом начале своей научной деятельности и не переставал заниматься ею до конца. Начиная свою работу в Симеизе, он провел серию наблюдений излучения туманностей на первом отечественном небулярном спектрографе. Эти результаты вошли в его докторскую диссертацию (1954 г.), целиком посвященную межзвездной среде и туманностям. Именно в это время большое влияние на формирование научных интересов и на весь стиль работы С. Б. Пикельнера оказал академик Г. А. Шайн.

Затем С. Б. Пикельнер перешел к более общим исследованиям всей проблемы межзвездной среды. Он был первым, кто понял значение галактических космических лучей для физики межзвездной среды, и это он впервые ввел понятие газового гало Галактики (1961). Ему принадлежит решающий вклад в проблему двухфазного состояния межзвездной среды, в понимание нагрева ее космическими лучами и рентгеновским фоном и в теорию тепловой неустойчивости межзвездной среды (1967). На этом важнейшем круге вопросов, по существу, основана современная теория образования звезд.

У С. Б. Пикельнера было много и других работ по межзвездной среде, газовым туманностям, взаимодействию звезд и межзвездной среды. Каждая из них составила важный вклад в понимание физики диффузной среды в галактиках. Глубокое понимание процессов и явлений, происходящих в межзвездной среде, позволило С. Б. Пикельнеру одному из первых прийти к заключению, что плотные газово-пылевые комплексы — это именно тот субстрат, из которого образуются звезды. И хотя модель гравитационной конденсации звезд была предложена уже давно, задолго до работ Соломона Борисовича, его исследования показали, что эта модель действительно объясняет явления; абстрактную теоретическую схему он соединил с наблюдаемыми данными.

Теория образования звезд навсегда останется связанной с именем Соломона Борисовича Пикельнера.

Авторы

ВВЕДЕНИЕ. ГАЛАКТИКИ И ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ

Галактики представляют собой гигантские звездные системы, которые, судя по их массам, содержат от нескольких миллионов до нескольких сотен миллиардов звезд различных типов. Ясно, что проблемы образования и эволюции галактик и звезд тесно связаны друг с другом. Состав, структура, форма галактик, многие их интегральные характеристики зависят прежде всего от темпов и особенностей звездообразования — как в настоящую эпоху, так и на всю прошлую историю.

Основные особенности образования звезд в галактиках различных типов (эллиптических, линзовидных, спиральных, неправильных) будут рассмотрены в главах VI и VII. В этом разделе мы дадим беглый обзор тех сведений о галактиках, учет которых важен при рассмотрении физического процесса формирования звезд и самих галактик.

§ 1. Состав галактик

а) Звезды. Почти во всех наблюдаемых галактиках на долю звезд приходится основной масса вещества, хотя среди карликовых галактик встречаются такие, где преобладает газ (Саргент, Сирль, 1971), а радионаблюдения указывают на существование вблизи некоторых галактик массивных газовых облаков, не содержащих заметного количества звезд (Мэтьюсон и др., 1975). В общем случае каждая галактика содержит набор звезд различных возрастов, масс, светимостей, химического состава. Но до содержания звезд различных типов галактики могут сильно отличаться друг от друга. Так, в эллиптических галак-

тиках, но редким исключением, ничто не указывает на присутствие молодых звезд большой светимости. В отличие от них, галактики спиральных и неправильных типов содержат как звезды, имеющие очень большой возраст, так и недавно образовавшиеся. Последние, как правило, наблюдаются в этих галактиках в областях со сравнительно высокой плотностью межзвездного газа.

б) Межзвездный газ. По массе он занимает второе место после звезд. В спиральных галактиках полная масса газа составляет 1—15% от массы звезд, в неправильных — от нескольких до 30—50%, в большинстве эллиптических — менее 0,1%. Примечательно, что в тех галактиках, где нет признаков звездообразования, газа всегда очень мало.

По химическому составу газ в других галактиках, как и в нашей, состоит преимущественно из водорода и гелия. Оценки содержания этих элементов, проведенные для нескольких галактик, показали, что отношение количества H и He во всех случаях почти одинаково: один атом гелия приходится примерно на 10 атомов водорода. Теоретически это объясняется тем, что H и He , в отличие от тяжелых элементов, образовались на ранней стадии расширения Вселенной, до появления звезд и галактик, и с тех пор их количество существенно не изменилось.

Межзвездный газ в галактиках находится преимущественно в состоянии нейтральных атомов, наличие которых наблюдается в радиодиапазоне. Пример нашей Галактики показывает, что температура нейтрального водорода лежит в очень широких пределах — от примерно 10°K в плотных газовых облаках до нескольких тысяч градусов в межоблачной среде, которую могут нагревать мягкие космические лучи, мягкие рентгеновские лучи и ультрафиолетовое излучение горячих звезд. Значительная часть газа объединена в молекулы (главным образом, в H_2). Так, во внутренней области нашей Галактики масса молекулярного водорода может превышать миллиард солнечных масс (Сквилл, Соломон, 1975)!

Большая плотность ($\sim 10^{19}$ см $^{-3}$) и низкая температура ($\sim 10^4$ °K) облаков, содержащих H_2 , делает весьма вероятным процесс гравитационной конденсации газа.

Горячие звезды, попавшиеся в газовом облаке, нагревают газ и возбуждают его свечение. Возникают обла-

сти пониженного водорода $H II$, которые часто выделяются на фотографиях галактик как светлые точки или бесформенные пятна. В некоторых случаях их размеры превышают 0,5—1 кpc. Чаще всего гигантские области $H II$ встречаются в галактиках поздних типов и небольшой светимости, в которых происходит интенсивное звездообразование.

Спектры областей $H II$, по крайней мере в галактиках Sc , систематически различаются в центральных областях галактик и на периферии (Спрэй, 1974), что может быть связано с уменьшением относительного количества тяжелых элементов в межзвездном газе от центра к периферии.

Наличие областей $H II$ «выдает» присутствие молодых горячих звезд и может служить индикатором происходящего звездообразования в той или иной области галактики.

в) Межзвездная пыль. Пылевая среда селективно поглощает свет, и ее присутствие в галактиках можно установить, например, по покраснению цвета звезд, по изменению отношением интенсивности некоторых спектральных линий (балмеровской серии линий водорода) или по темным полосам или вкраплениям, проектирующимся на яркие области галактик и хорошо заметным на фотографиях.

В нашей Галактике пыль и газ хорошо перемешаны: отношение массы пыли и газа, взятых в одинаковом объеме, составляет примерно 1:100 как для облаков газа, так и для межоблачной среды. Насколько это отношение типично для других галактик, пока не ясно. Есть указания на то, что в туманности Андромеды и Большом Магеллановом Облаке относительная масса пыли, действительно, примерно такая же, как и в нашей Галактике.

С другой стороны, спиральная галактика NGC 4594 («Сомбреро»), наблюдаемая почти «с ребра» (рис. 1), содержит много пыли (темная экваториальная полоса на фотографии), но $H I$ в ней очень мало — менее 0,7% (Галлагер и др., 1975).

Пыль, как и газ, сконцентрирована в нашей и других галактиках в сравнительно узком слое толщиной порядка 100—300 лс.

г) Космические лучи в магнитном поле. Оценка напряженности магнитного поля в плоскости диска Галактики привела к величине порядка нескольких микрогаусс. В плотных облаках межзвездного газа напряженность выше, что можно объяснить «замороженностью» поля в газ даже при очень низкой степени ионизации последнего: при сжатии газа с ним «сжимается» и магнитное поле, при этом его напряженность меняется

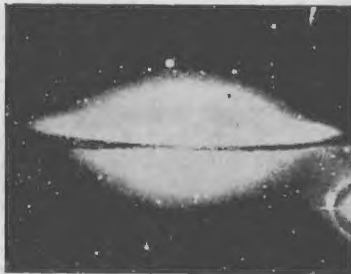


Рис. 1. Галактика NGC 4594, наблюдаемая почти «с ребра». Хорошо видна структура галактики: мощная сферoidalная составляющая, диск, темная экваториальная полоса диффузной материи.

как плотность в степени $2/3$. Давление магнитного поля составляет около $4 \cdot 10^{-13}$ дин/см²; такого же порядка динамическое давление газа и космических лучей.

На наличие магнитного поля и космических лучей в других галактиках указывает в первую очередь их нестационарное, синхротронное радиовлучение. Это излучение исходит в основном из «радиодиска» галактик толщиной порядка 1 кпс. Очень часто радиисточники малых угловых размеров присутствуют в самом центре галактик.

Основными «поставщиками» космических лучей высоких энергий в межзвездное пространство являются, по-видимому, сверхновые звезды.

Радионаблюдения с высокой разрешающей способностью показали, что радиовлучение спиральных галактик концентрируется к оптически наблюдаемым спиральным ветвям. Это хорошо согласуется с существующими представлениями о природе спиральных ветвей, согласно которым в них происходит сильное сжатие газа и магнитного поля. Плотность энергии космических лучей при этом также возрастает.

§ 2. Структура галактик

Несмотря на разнообразие внешнего вида и физических характеристик, большинство галактик имеет ряд общих структурных черт. Так, по-видимому, у галактик всех типов присутствует сферическая (или, правильнее, сферoidalная) составляющая. Звезды в ней сильно концентрируются к центру, а поверхности равной плотности представляют собой эллипсоиды с характерным отношением осей 1:1—1:3. Эллиптическую галактику в большинстве случаев можно рассматривать как отдельно взятую сферoidalную составляющую; галактики же других типов (линзовидные, спиральные, неправильные) помимо нее содержат массивный звездный диск. В некоторых галактиках поздних типов (Sc, Irr) сферoidalная составляющая вообще не заметна. Звезды диска обращаются вокруг центра масс галактики за время порядка 10^8 лет. Диск включает в себе основной момент вращения галактики и, в большинстве незлиптических галактик, основную массу вещества. К плоскости симметрии диска концентрируется межзвездная среда (газ, пыль), с которой генетически связаны очаги звездообразования. Молодые объекты, вместе с газом и пылью расположенные вблизи плоскости галактики, образуют так называемую плоскую составляющую.

Причину подобной структуры галактик естественно связать с эволюцией галактики на ранних этапах ее формирования из газовой среды. Звезды, возникшие из газа на стадии сжатия галактики, сохраняют большие радиальные скорости и будут двигаться по вытянутым

орбитам, далеко отходя от плоскости галактики. Газ, в отличие от звезд, будет терять энергию своего движения и, при наличии момента вращения, сожмется во вращающийся неоднородный диск. С этой точки зрения наличие или отсутствие массивного диска у галактики зависит от того, остался или нет газ после того, как образовалась сфероидалная составляющая. Если весь газ будет израсходован, образуется эллиптическая галактика. Остаток газа, смешанный с газом, который успели выбросить звезды первого поколения, послужит материалом для образования звезд диска.

Газ, выброшенный звездами (сверхновыми), должен быть обогащен образовавшимися тяжелыми элементами, поэтому химический состав звезд и межзвездной среды меняется со временем. Так, в нашей Галактике звезды сфероидалной составляющей (по-видимому, наиболее старые) содержат в десятки раз меньше элементов тяжелее гелия (металлов), чем звезды типа Солнца.

Принято несколько условно разделять звезды на принадлежащие к населению I и населению II. Звезды населения I имеют «нормальный» химический состав (близкий к солнечному), а население II — состав, «обедненный» тяжелыми элементами.

Наблюдения привели к выводу, что «обогащение» среды металлами не происходило все время с постоянным темпом, а шло очень быстро на самых первых стадиях жизни галактики: много звезд, несмотря на большой возраст, имеет почти «нормальный» химический состав. Скорость образования тяжелых элементов в начальный период существования Галактики была очень высокой, и падала со временем быстрее, чем темпы звездообразования. За последние несколько миллиардов лет химический состав среды и возникающих звезд практически не изменился.

Было предложено несколько подходов к объяснению этих особенностей химической эволюции Галактики. Рассматривалась возможность того, что звезды первого поколения имели значительно большую среднюю массу, чем образующиеся теперь (Шмидт, 1963); предполагалось также, что звезды образовывались быстрее всего там, где она уже содержал больше металлов (Талбот, Арнетт, 1973, 1974), или что межзвездный газ непрерывно «разбавлялся» падением на Галактику газа из межгалактиче-

ского пространства, не содержащего тяжелых элементов (Дарсон, 1972) или газа, сброшенного звездами очень массивного гало Галактики (Острайкер, Тхуан, 1975). Выбор правильного решения еще предстоит сделать.

Интересно, что другие галактики по химическому составу различных звездных составляющих подчас сильно отличаются от нашей. Население II преобладает, по-видимому, в галактиках всех типов — от эллиптических до неправильных. Но относительное количество звезд, имеющих обедненный тяжелыми элементами химический состав, может меняться в широких пределах. Так, гигантские эллиптические галактики состоят в основном из звезд с нормальным содержанием тяжелых элементов. В гигантских спиральных галактиках (например, в туманности Андромеды) звезды, «обогащенные» металлами, присутствуют не только в плоской, но и в сфероидалной составляющей. Интересна общая закономерность: чем меньше масса галактики, тем, как правило, меньше в составе ее звезд тяжелых элементов.

Теория образования звездных составляющих галактик должна объяснить не только структуру, но и особенности распределения вещества в галактиках. О распределении вещества можно судить исходя из анализа скоростей вращения галактики (способ, доступный пока лишь для немногих галактик), либо по распределению поверхностной яркости в галактике. Яркость I_r эллиптических галактик и сфероидалных составляющих спиральных галактик падает с расстоянием от центра r по закону, близкому к $I_r/I_c \sim (\text{const} - r^{1/4})$, а яркость галактических дисков в большинстве случаев падает экспоненциально: $I_r \approx I_c e^{-r/r_d}$. В галактиках, содержащих и сфероидалную составляющую и диск, их относительный вклад в светимость можно найти из анализа распределения яркости (рис. 2). Теоретически форму зависимости $I_r(r)$ можно объяснить, считая сфероидалные составляющие и эллиптические галактики протегалактическими системами: Релаксация могла занять место при быстром сжатии системы при формировании галактики (Готт, 1975). Возможность подобного процесса применительно к галактикам еще нуждается в проверке. Альтернативный путь формирования эллиптических галактик был рассмотрен Дарсоном (1974, 1975). В его модели газовая протогалактика превращается

в звездную галактику в процессе своего сжатия, при котором энергия газа медленно диссипирует, и он «опускается» к галактическому центру.

Экспоненциальный характер распределения вещества во вращающихся дисках еще ждет своего объяснения.

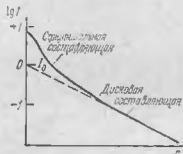


Рис. 2. Зависимость поверхностной яркости I от расстояния r от центра галактики. I_0 — характерное для спиральных галактик. Яркость можно представить суммой двух компонентов: звездного диска и сферической составляющей. Вклад последней бывает особенно велик в центральной области галактик.

вадет на близкие значения центральной поверхностной плотности дисков галактик. В таком случае масса галактик, в которых преобладает дисковая составляющая, оказывается однозначно связанной с их моментом вращения K : $K \sim M^{1/4}$. Этот вывод может иметь большое космогоническое значение.

Плоская составляющая галактик неоднородна по яркости и структуре. Концентрация газа к плоскости галактики связана с тем, что ближе к ней потенциальная энергия вещества минимальна для любого значения его момента вращения. Газ и малые объекты распределены неоднородно. Газ образует облака, которые удерживаются от теплового расширения давлением разреженной, но горячей межоблачной среды. В спиральных галактиках области максимальной плотности газа располагаются вдоль спиральных ветвей (по-видимому, концентрируясь к их

внутренней стороне). Спирали не содержат значительной части массы галактики — это лишь наиболее яркие образования диска. Выяснение природы спиральной структуры — важнейшая задача внегалактической астрономии. Звезды и газ спиральных ветвей вращаются вокруг центра галактики. Это говорит о том, что спирали — не выбросы из ядра, а структура, возникающая во вращающемся газозвездном диске. В последние годы получила широкое распространение волновая теория спиральной структуры. Подробнее о ней речь будет идти в главе VII.

Размеры галактик не ограничиваются размерами областей, занимаемых спиральной структурой. Присутствие звезд и газа во многих случаях обнаружено на значительно большем расстоянии от центра. Существующие методы наблюдений позволяют выявлять свечение периферийных областей галактик там, где их яркость составляет менее 1% от яркости темного ночного неба! Оказалось, что следы светящегося вещества галактик (звезд?) наблюдаются подчас на расстояниях, превышающих 100 клс от центра. Для сравнения заметим, что радиус области, где видны спиральные ветви, в большинстве случаев не превышает 10 клс. Слабое свечение (газо) обнаруживается и вокруг эллиптических, и вокруг спиральных галактик, и обусловлено, по-видимому, присутствием большого числа ядерных звезд. Не решен еще вопрос о том, какова масса вещества, находящегося на периферии галактик, за пределами той области, которая бывает запечатлена на обычных фотографических галактик. Не исключено, что на долю этого вещества может приходиться основная масса галактик (Эйнштейн и др., 1974).

§ 3. Факторы, влияющие на образование звезд

Большинство звезд в нашей и, по-видимому, других галактиках образуется не в одиночку, а группами, скоплениями, в областях, богатых газом. Массы газовых компонентов, внутри которых располагаются очаги звездообразования, часто ли порядком превышают суммарную массу родившихся в них звезд. Распределение масс образующихся звезд описывается так называемой начальной функцией масс (НФМ), $\varphi(M)$, характеризующей число

звезд в данном объеме, приходящееся на единичный интервал звездных масс. НФМ более или менее надежно определяется для звезд нашей Галактики, где она в пределах $M_{min} < M < M_{max}$ хорошо представляется степенным законом $\varphi \sim M^{-(1+\alpha)}$, где $1 + \alpha = 2.2 \pm 2.4$. При такой форме $\varphi(M)$ полная масса образующихся звезд определяется M_{min} . Эта величина теоретически зависит от многих параметров (плотности и температуры газа, фрагментирующего на протозвездные облака, напряженности магнитного поля и др.). Было бы странно, если бы M_{min} во всех случаях была одной и той же. Действительно, нижний предел звездных масс, или «завал» в степенной функции $\varphi(M)$ различен даже в пределах одной галактики. Так, для рассеянных скоплений Галактики характерно меньшее относительное количество звезд малой светимости (массы) по сравнению со звездами «полю», наблюдающимися в окрестности Солнца (всп. де Вегт, Шер, 1960). В других галактиках на различие нижнего предела масс звезд указывает различие в величине M/L — отношения интегральных значений массы и светимости галактики, чувствительного к изменению M_{min} . Для гигантских эллиптических галактик M/L в десятки раз выше, чем для оптически наблюдаемых областей спиральных и неправильных галактик, но и для последних эта величина почти всегда больше единицы, если массу и светимость выражать в солнечных единицах. Это говорит о том, что в абсолютном большинстве галактик основная доля вещества и, тем более, основное число звезд, приходится на звезды-карлики с массой меньшей, чем у Солнца.

Интересно, что общий вид НФМ в галактиках, по-видимому, сходен с НФМ для нашей Галактики. Это подтверждается, в частности, сходством функций светимости для ассоциаций Галактики и Большого Магелланова Облака — соседней с нами галактики (Люкке, 1974). Сирль, Саржент и Багуньо (1973) показали, что интегральный цвет галактик поздних морфологических типов (Sc, Ir) хорошо согласуется с предположением о сходности НФМ звезд в галактиках. Все это говорит о сходстве механизмов и процессов звездообразования в галактиках, несмотря на различие физических условий в них, отражающихся на темпах звездообразования.

В нашей Галактике темпы увеличения полной массы звезд dM/dt можно оценить, исходя из НФМ и наблюдаемого количества звезд с известным временем жизни. Результат показывает, что dM/dt составляет в среднем несколько масс Солнца в год. Аналогичные темпы звездообразования можно ожидать и в других спиральных галактиках, но оценить их количественно весьма трудно. Поэтому обычно о темпе звездообразования судят по характеристикам, лишь косвенным образом с ним связанным. К их числу относится количество наблюдаемых молодых образований (глубоких звезд большой светимости, областей H II, звездных группировок, содержащих молодые звезды) и интегральный спектр или показатели цвета галактики. Следует помнить, что эти характеристики не связаны однозначно с величиной dM/dt , но все же дают возможность судить об интенсивности звездообразования.

Сопоставление интенсивности звездообразовательного процесса с различными характеристиками галактик или областей галактик показывает, что основным фактором, определяющим этот процесс, является различие в галактике газа и его количество. Галактики, богатые газом, характеризуются, как правило, более интенсивным звездообразованием. Важным было бы установление количественной зависимости интенсивности этого процесса от плотности газа ρ . Но оценка ρ сопряжена с большими трудностями, и обычно не может быть проведена с достаточной точностью. Радионаблюдения в линии водорода позволяют оценить лишь поверхностную плотность водорода σ , к тому же «усредненную» в пределах телесного угла, который определяется углом разрешением радиотелескопа. Для перехода к пространственной плотности газа необходимо знать эффективную толщину газового слоя $2h$. Теоретически величина h определяется из условия баланса между силами давления газа, магнитного поля и космических лучей, — с одной стороны, и гравитационного давления газового слоя, находящегося в поле тяжести звездного диска, — с другой. Оценка h и, в конечном счете, не требует привлечения дополнительных предположений (Засов, 1974а). Хотя не всегда можно считать, что газ плотнее там, где его больше наблюдается, зависимость между поверхностной плотностью водорода σ и количеством молодых объектов в том или ином месте

галактики все же существует (см., например, Тоса, Хаманжима, 1975). Не во всех галактиках эти величины однозначно связаны. Известно несколько спиральных галактик, к числу которых принадлежат и наша, где максимальная концентрация областей II II наблюдается ближе к центру галактики, чем область максимальной плотности σ_0 .

Конечно, плотность газа — не единственный фактор, определяющий темпы звездообразования в той или иной области галактики. Прежде чем начнется конденсация газа в звезды, должен создаться комплекс условий, при котором этот процесс станет физически возможным.

Гравитационное обособление масс порядка массы Солнца может произойти при плотности межзвездной среды, не меньшей чем $10^3 - 10^4$ частиц в 1 см^3 , т. е. газ может фрагментировать на звезды только после того, как его плотность поднимется на несколько порядков выше средней. Это означает, что для звездообразования требуется условие предварительного сжатия больших масс газа. О том, как оно может создаваться, будет рассказано в главах VI и VII.

Звезды обладают совершенно иным угловым моментом и магнитным потоком, чем объем межзвездного газа той же массы. Поэтому для образования звезд из газа еще не достаточно выполнения условий для его сжатия; требуется еще наличие механизмов, которые могли бы многократно уменьшить угловой момент и магнитный поток сжимающегося газового сгустка. Как будет показано в главе VI, эти механизмы, по-видимому, реально существуют. Наблюдения указывают на существование газовых конденсаций в областях звездообразования, вероятно, находящихся на стадии сжатия. Их характерные размеры — около 1 пс, масса не менее 10^2 масс Солнца, тепловая энергия, по-видимому, меньше гравитационной (Хейлес, 1971), а дисперсия внутренних скоростей согласуется с ожидаемой при гравитационном сжатии ($0,5 - 1 \text{ км/сек}$) (Кирилл, 1974). Они наблюдаются как темные туманности (темные — из-за наличия пыли в них). Радионаблюдения некоторых молекулярных линий привели к открытию низкотемпературных газовых конденсаций еще на несколько порядков более плотных, чем темные туманности (Локк, 1972). Имеются и спектроскопические наблюдения про-

должающегося падения газа на очень молодые звезды (тип $YY \text{ Ori}$).

Механизм конденсации газа будет подробно рассмотрен в главах VI и VII, а здесь мы отметим те факторы, которые влияют на звездообразование в галактике, содержащей газ.

Условия, при которых возможна конденсация газа, сильно связаны с наличием и мощностью источников, нагревающих газ. В нашей Галактике газовая среда ежесекундно поглощает (и излучает) не менее $5 \cdot 10^{41}$ эрг (Далгарно, Мак Крей, 1972). Если в галактике масса источников нагрева будет слишком высока, нарушится облачная структура газа, что затруднит звездообразование (Никельшер, 1970). Важна и эффективность охлаждения газа при данной плотности и температуре, которая сильно зависит от содержания пыли и металлов в межзвездной среде: чем их больше, тем быстрее происходит охлаждение и конденсация газа. Превращение газа в звезды может быть ускорено предварительным сжатием газа, прошедшего через фронт ударной волны. Этот процесс, по-видимому, происходит при «схлодывании» газа в спиральную ветвь галактики.

Повышать на звездообразование могут и процессы, связанные с активностью ядер галактик (ван ден Берг, 1972). Выбросы вещества, распространение ударных волн и другие процессы, обуславливающие активность ядра, неизбежно меняют характеристики газовой среды в центральных, скоплениях областей галактик, где во многих галактиках, и том числе и нашей, наблюдаются все признаки присутствия газа и происходящего звездообразования.

Темпы образования звезд в галактиках статистически связаны и с характеристиками вращения газозвездного диска. Так, оказалось, что цвет галактики, в значительной степени зависящий от интенсивности звездообразования, коррелирует с максимальной скоростью вращения V_m , которую диск галактики достигает на некотором расстоянии r_0 от центра (ван ден Берг, 1971). Звездообразование в настоящее время, как правило, более интенсивно у медленно вращающихся галактик, обладающих звездным диском. От реальности V_m , по-видимому, зависит и характер распределения поверхностной плотности газа по диску галактик $\sigma_0(r)$. У быстро вращающихся галак-

тик ($V_{\text{rot}} > 200$ км/сек) плотность σ_H обычно имеет минимум в центральной области галактики (характерный вид $\sigma_H(r)$ для таких галактик схематически показан на рис. 3). Основная причина подобных, на первый взгляд странных, зависимостей заключается в том, что от угловой и ланей-

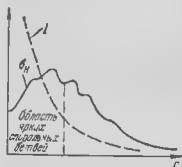


Рис. 3. Зависимость поверхностной плотности водорода σ_H от расстояния r до центра галактики, характерная для быстро вращающихся спиральных галактик, в сравнении с распределением поверхностной яркости $I(r)$

некоторого критического значения r_c , определяющего устойчивость газового слоя, причем во внешних областях галактик плотность газа уже близка к r_c . По-видимому, этим можно объяснить то, что подная масса водорода в дисках галактик коррелирует с произведением $V_{\text{rot}} r_c$, которое практически не меняется со временем (Засов, 1974и).

Изолированные галактики — явление не частое. Пространственная близость галактик приводит к их сильным влияниям друг на друга, особенно в парах и тесных группах галактик. При взаимодействии меняются не только скорости галактик, но и их внутренняя структура, полная энергия, дисперсия скоростей звезд, искажается «рисунок» спиральных ветвей. У близких взаимодействующих галактик может появиться общий звездный «туман», образоваться длинные «хвосты» или «перемычки», иногда содержащие заметное количество конденсированного газа и

ланей-ной скорости вращения галактики зависит форма спиральных ветвей (возможно, и само их существование), степень сжатия и темпы «исчерпания» газа в них. Вращение, по-видимому, влияет на интенсивность звездообразования и за пределами области, содержащей спиральные ветви — там, где плотность газа низка. Так, Квирик (1972) обосновал предположение, что во вращающемся диске звездообразование может прекратиться даже до исчерпания газа, когда плотность газа снизится до

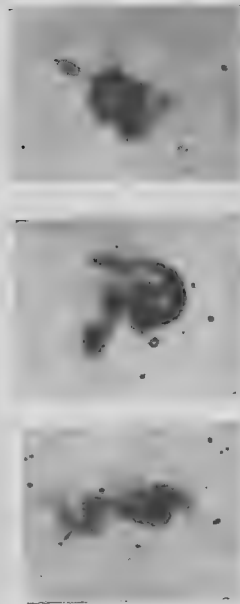


Рис. 4. Примеры форм взаимодействующих галактик (из атласа Арпа). Спектры таких галактик, как правило, не показывают особенностей, которые дали бы основание подозревать их молодость.

пыли (рис. 4). Интересно, что спиральные ветви взаимодействующих галактик в некоторых случаях «стыкуются» с «хвостами» или «щербатышками». По-видимому, внешнее влияние со стороны близкой галактики при определенных условиях может синхронизировать распространение волн плотности в галактиках, благодаря которым возникают спиральные ветви.

Заметим, что и в далеко уходящих от галактики рукавах, появившихся в результате взаимодействия, также наблюдаются области II и I, очевидно, синхронные со звездообразованием.

Другая возможность влияния «живых» на процессы внутри галактики — взаимодействие с межгалактическим газом. Галактика, движущаяся в газовой среде даже с такой низкой плотностью, как $10^{-27} - 10^{-28} \text{ г/см}^3$, испытывает со стороны газа динамическое давление, в некоторых случаях достаточное для того, чтобы оно повлияло на межзвездный газ (возможно некажущиеся формы галактичного слоя, «выметание» части межзвездного газа из галактики) (Гэни, Готт, 1972; Засов, 1974б). На периферии галактики, где плотность межзвездного газа мала, он может быть подвержен нагреву и ионизации ультрафиолетовым и рентгеновским излучением, приходящим из межгалактического пространства (Слоуев, 1969). Все это, конечно, влияет на условия звездообразования во внешних частях галактик.

Важную роль в эволюции галактик и образовании звезд в них может играть падение межгалактического газа — аккреция на галактику. Темпы аккреции газа при некоторых условиях могут быть сравнимы с темпами исчерпания газа из-за звездообразования. Аккреция способствует поддержанию запаса межзвездного газа в галактиках, препятствует увеличению относительной доли тяжелых химических элементов в межзвездной среде, т. е. как бы замедляет старение галактик. К сожалению, конкретные оценки влияния внешних среды на галактики затруднены отсутствием надежных сведений о плотности, степени неоднородности и характере движения межгалактического газа. По-видимому, особенно большую роль аккреция играла на ранних стадиях жизни галактик, когда окружающая среда имела большую плотность.

§ 4. Возраст галактик

Возраст старейших образований нашей Галактики — шаровых скоплений, оцениваемый по положению звезд на диаграмме цвет — светимость, составляет более 10^{10} лет (по-видимому, $1,3 \div 1,5 \cdot 10^{10}$ лет (Руд, Ибен, 1970)). Сходные оценки дает ядерная хронология для времени, прошедшего с начала образования тяжелых элементов.

Определение возраста других галактик представляет более сложную проблему. Значительно легче было бы обнаружить разность их возрастов. Вряд ли, однако, различие возрастов большинства галактик велико.

На первый взгляд, те из галактик, которые содержат больше газа и молодых звезд, являются и более молодыми. Но интенсивность происходившего звездообразования еще не говорит о молодости галактики. Так, во всех близких к нам спиральных и неправильных галактиках, богатых газом, обнаружено присутствие старых звезд, аналогичных звездам шаровых скоплений нашей Галактики. Распределение энергии в спектрах эллиптических галактик и центральных областей спиральных галактик также говорит о присутствии в них старых звезд.

Спиральные, эллиптические, неправильные галактики нельзя расположить в одну эволюционную последовательность. Они отличаются друг от друга такими характеристиками, которые не должны заметно меняться за миллиарды лет, например, распределением по массе, угловым моментом, относительной светимостью диска, распределением вещества в галактике.

Делая различные предположения о темпах исчерпания газа, можно построить модель эволюции галактик, рассчитать изменение со временем их цвета, светимости, химического состава и т. д. Оказалось, например, что различие в показателях цвета $B - V$ и $U' - B$ спиральных и неправильных галактик хорошо объясняется различием в темпах звездообразования при одинаковом возрасте порядка 10^{10} лет (Сирль и др., 1973). Что касается гигантских эллиптических галактик, то о сходности их возрастов говорит почти идентичное распределение энергии в их спектрах, опять-таки близкое к тому, что наблюдается для центральных областей спиральных галактик. Правда, маркированные эллиптические галактики более голубые, чем

гигантские, но это различие вызвано меньшим содержанием тяжелых элементов в них.

Таким образом, все или по крайней мере большинство наблюдаемых галактик, по-видимому, имеют возраст примерно такой же, как и наша Галактика (т. е. $1 \div 2 \cdot 10^{10}$ лет). Разумеется, полного равенства возрастов нельзя ожидать хотя бы потому, что образование звезд первого поколения — не мгновенный процесс. Даже продолжительность свободного падения частицы от периферийных областей к центру для гигантских галактик может превышать 10^9 лет.

Возраст галактик и старейших звезд нашей Галактики хорошо согласуется с космологическим временем расширения Вселенной, заставляя искать условия зарождения галактик в той эпохе, которая характеризовалась быстрым расширением и высокой плотностью материи. Тем не менее наблюдения образующихся или недавно сформировавшихся галактик, в принципе, возможны. Поиск молодых галактик ведется по двум направлениям. Во-первых, можно попытаться «увидеть» их в далеком прошлом. Выказывалось предположение, что в период формирования звезд первого поколения мощность суммарного излучения звезд благодаря интенсивному звездообразованию была в сотни раз выше, чем в настоящее время. Если красное смещение, соответствующее времени образования галактик, не слишком велико, то галактики, в принципе, можно отыскать на фотографиях среди предельно слабых объектов. Пока подобные поиски не привели к определенным результатам. Предлагалась и другая путь — искать газовые протогалактики по излучению водорода на линии 21 см, «сдвинутой» из-за большого красного смещения в диапазон метровых волн (Новокрепцова, Рудинский, 1974; Снелен, Зельдович, 1975).

Во-вторых, делаются попытки найти молодые объекты, или доказать молодость некоторых галактик, среди необычных по свойствам звездных систем. В этом отношении представляет большой интерес изучение голубых компактных галактик, содержащих много газа и возбуждающих его свечение звезд. Для подобных галактик, по-видимому, характерен дефицит тяжелых химических элементов, что, казалось бы, подтверждает их небольшой возраст. Однако и это обстоятельство не снимает серьез-

ных возражений против молодости таких объектов (Сирль и др., 1973). Скорее всего, в этих галактиках звездообразование носит резко выраженный «вспышечный» характер. В некоторых случаях «заподозрить» молодость можно по форме объекта или особенностям внутренних движений, указывающих на нестационарность образования. Но и здесь приходится быть осторожными: причина нестационарности может быть связана с воздействием на галактику соседних звездных систем, или с большой активностью ядра галактики.

Еще одним основанием для предположения о молодости части галактик служит большая дисперсия скоростей галактик в скоплениях, которую можно интерпретировать как следствие нестационарности скоплений с характерным временем распада, много меньшим космологического (Амбарцумян, 1968). Однако подобная интерпретация сталкивается с большими трудностями, делающими ее малоубедительной. Назовем две из них. Во-первых, наблюдаемые характеристики галактик скоплений не дают оснований считать их молодыми. По структуре, спектру, цвету, составу галактик скоплений если и отличаются, то лишь незначительно от галактик вне скоплений (галактик поля) тех же морфологических типов. Во-вторых, при быстром распаде скоплений к настоящему времени большинство галактик давно бы покинуло их. В действительности же число галактик вне скоплений все-таки меньше половины. Это делает молодость галактик скоплений по крайней мере сомнительной, но надо признать, что вопрос об объяснении дисперсии скоростей галактик скоплений остается открытым (подробнее об этом см. в гл. 1). Таким образом, если вывод о «космологическом» возрасте большинства наблюдаемых галактик, по-видимому, верен, то существование галактик, где в настоящую эпоху образование звезд только начинается, проблематично, хотя и не исключено.

ГЛАВА I

ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛАКТИК И ИХ СИСТЕМ

§ 1. Введение

Галактики — это гигантские системы, состоящие из миллиардов звезд разной массы, находящихся на разной стадии своей эволюции, звездных скоплений, газа и пыли, собранных в отдельные облака, и из более разреженной и горячей диффузной межзвездной среды.

В мире галактик мы столкнулись с огромным разнообразием структурных особенностей и размеров, светимостей и масс, типов звездообразования и количества газа.

Существует ряд каталогов и списков галактик, отобранных по тому или иному признаку (сведения о них см., например, Виршион-Вельяминов (1972), Воккер (1974)). В них собраны сведения о десятках тысяч звездных систем.

Если говорить о спектрах галактик и о их лучевых скоростях (или красных смещениях), то они получены для относительно небольшого числа (около 2000) ярких галактик. Самой далекой из известных галактик является радиисточник 3C 123, отождествленный М. Лонгейром и Дж. Го. дом с эллиптической галактикой 21st. Ее красное смещение, согласно измерениям Х. Спиррада, составляет 0,637 (1). Это соответствует расстоянию около 3000 Мпс ($\sim 10^{28}$ см) при $H_0 = 50$ км/сек/Мпс и $q_0 = 1/2$ *). Начало плановмерному определению лучевых

скоростей галактик положили наблюдения Хьюмаса, Мейнзла, Седиджа (1956), получивших данные для 800 объектов. Грубые оценки светов проводены для 1000 галактик, а подробная фотометрия в 2-х цветах — только лишь для 100 самых ярких галактик. Вообще, более или менее подробно исследованы всего несколько десятков ближайших к нам звездных систем.

Изучение свойств ярких галактик ведется в широком диапазоне длин волн от нескольких метров (радиодиапазон) до нескольких ангстрем (жесткий рентген). При этом выявились интересные особенности центральных областей некоторых типов галактик (активность ядер и «высыпки» звездообразования) и их периферии, где были обнаружены слабосветящиеся в оптике протяженные гало. Например, у близкой гигантской эллиптической галактики М 87 на уровне поверхностной яркости около 27^m на квадратную секунду ($\sim 1\%$ от фона ночного неба) газ движется до 1 Мпс!

Интересные данные получены при исследовании галактик в инфракрасном диапазоне. Оказалось, что ряд объектов внутри нашей Галактики (например, компактные области звездообразования, зоны ионизированного водорода, планетарные туманности, некоторые типы звезд) являются сильными источниками инфракрасного излучения в диапазоне от нескольких до сотен микронов. Это относится также и к центральной области нашей Галактики. Спектр этих источников имеет максимум в области нескольких десятков микронов и формируется, по-видимому, из-за присутствия пыли, нагретой излучением горячих звезд до 50—100 °К. Не исключено, конечно, что некоторый вклад в общее излучение в этом диапазоне вносят и источники с тепловым спектром. Источники инфракрасного излучения в центре нашей Галактики, при общих размерах порядка нескольких десятков парсек имеют очень сложную тонкую структуру. Энерговыведение нашей Галактики в инфракрасном диапазоне достигает 10^{42} эрг/сек. В галактиках с активными ядрами мощность инфракрасного излучения может быть существенно выше, достигая 10^{44} и даже 10^{45} эрг/сек.

Исследования в рентгеновском диапазоне ($E \sim 0,1$ — 100 кэв) начались сравнительно недавно. Так как земная атмосфера не пропускает кванты этого диапазона, то

*) H_0 — константа Хаббла, т. е. коэффициент пропорциональности между расстоянием до объекта и скоростью его удаления; q_0 — параметр замедления в модели расширяющейся Вселенной. $q_0 = 1/2$ соответствует модели с критической плотностью:

$$\rho_0 = \frac{3}{8} \frac{H_0^2}{\pi G}. \quad \text{При } H_0 = 50 \text{ км/сек/Мпс, } \rho_0 = 5 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3.$$

все наблюдения проводятся при помощи счетчиков, установленных на баллонах, ракетах или спутниках. Наблюдения показали, что рентгеновское излучение на уровне не ниже 10^{-11} эрг/см²сек принимается от примерно 130 источников в нашей Галактике. Это остатки вспышек сверхновых звезд, пейтронные звезды в двойных системах, некоторые шаровые скопления и центральная область нашей Галактики. Мощность излучения отдельных галактических источников в диапазоне 1—10 кэв достигает 10^{38} эрг/сек, а суммарная мощность от всей Галактики — около 10^{41} эрг/сек. Несколько десятков рентгеновских источников отождествлено с внегалактическими объектами. Это отдельные источники в близких и далеких галактиках, центральные области галактик с активными ядрами (как S, так и E), квазары и даже скопления галактик. Мощными рентгеновскими источниками являются, как правило, регулярные, богатые скопления, в центральных областях которых расположены гигантские эллиптические галактики. Размеры рентгеноизлучающих областей в скоплениях галактик достигают 1 Мпс, а мощность — 10^{43} — 10^{45} эрг/сек. Рентгеновское излучение от скоплений галактик вызвано, по всей вероятности, наличием нагретого до $T \sim 10^8$ К ионизованного газа, общая масса которого может достигать $10^{13} M_{\odot}$, т. е. примерно 1% от полной массы богатого скопления. Вид спектра рентгеновского излучения скоплений галактик не противоречит гипотезе его тепловому происхождению. Однако, в центральных областях галактик с активными ядрами (сейфертовские галактики, радиогалактики) существуют гораздо более компактные источники с нетепловым спектром и, возможно, перемещающиеся во времени (например, в радиогалактике Cen A).

Что касается данных об излучении галактик в радиодиапазоне, то за 30 лет наблюдений выяснилось, что все они в той или иной мере являются радиосточниками. Оказалось также, что эллиптические галактики в радиодиапазоне являются, как правило, более мощными излучателями, чем спиральные. Основная доля радионизлучения в мощных источниках идет от протяженных (сотни килопарсек и даже мегапарсек!) компонентов, расположенных по обе стороны от оптической галактики и часто состоящих из отдельных более компактных (несколько

килопарсек) радиосточников. Около половины из изученных эллиптических галактик имеют также и центральные радиоконтуры размерами в несколько парсек и меньше, отождествляемые с ядрами галактик. Их мощность порядка 10^{39} — 10^{41} эрг/сек и заметно меняется за характерные времена порядка нескольких месяцев, а иногда и меньше. Спектральные особенности и поляризация радиосточников показали, что их излучение вызвано высокоэнергичными электронами, движущимися с околосветовыми скоростями в магнитных полях радиоконтуров. (Такого рода излучение носит название синхротронного или магнитотормозного.)

Спиральные галактики по своим радиосвойствам совершенно образом отличаются от эллиптических (см., например, Екерт (1974)). Обычно мощность их излучения в радиодиапазоне в сотни раз меньше, чем у нормальных эллиптических галактик и в тысячи и десятки тысяч раз меньше, чем у радиогалактик. Часто радионизлучение от участков диска спиральных галактик носит тепловой характер и обусловлено излучением как диффузного ионизованного газа, так и газа в H II областях. Однако, большая доля суммарного излучения имеет спектр и поляризацию, характерные для нетеплового синхротронного излучения. Это излучение идет от ядерных областей галактик, от спиральных ветвей, где усилено магнитное поле и много источников релятивистских частиц, а также от областей, находящихся на периферии галактики (рис. 4). Выяснилось, что радиогаз у спиральных галактик тем интенсивнее, чем более мощным радиосточником является ядро галактики. Чем ярче галактика в оптических лучах, тем, как правило, она ярче и в радиодиапазоне (это относится как к радионизлучению от диска, так и к излучению от ядра) (рис. 5). Кроме того, мощность радионизлучения ядер спиральных галактик коррелирует со степенью концентрации светимости галактики к центру.

Исследования центра нашей Галактики в радиодиапазоне показали, что структура радионизлучающей области чрезвычайно сложна. Обнаружено, что рядом с нетепловым протяженным (180×70 пс) радиосточником, выявленным в южной области Галактики, и более компактный источник (Стрелец А) со сложной структурой. Его

западный компонент, совпадающий по положению с ядром целой Галактики, наблюдаемый в инфракрасном диапазоне,

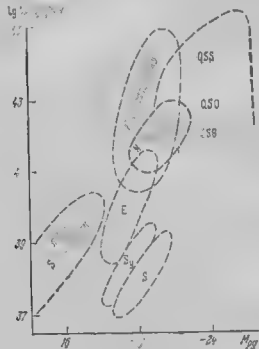


Рис. 5. Зависимость между суммарной радиомощностью и фотографической абсолютной звездной величиной объектов разных типов.

В среднем зависимость можно записать в виде $P_{\text{от}} \sim P_{\text{от}}^2$.

имеет условные размеры меньше $0'', 1$ ($\leq 3 \cdot 10^{16}$ см) и яркостную температуру $\geq 10^7$ °K (см. Шкловский, 1975).

§ 2. Нормальные галактики

Классификация. За последние 50 лет разные исследователи предлагали много возможных классификаций галактик. Однако ни одна из них не оказалась достаточно полной, чтобы описать все многообразие наблюдаемых

свойств галактик и, в лучшем случае, они отражали наиболее характерные черты более или менее представительных групп. Именно поэтому многие авторы при составлении каталогов прибегают к методу простого описания структурных особенностей отдельных галактик, приписывая каждой из них свой символ. Наибольшее распространение получила классификация, предложенная Э. Хабблом в 1925 г., которую называют хаббловской последовательностью:

$$(E0-7) \rightarrow \begin{cases} Sa, b, c \\ SBa, b, c \end{cases} \rightarrow Ir,$$

где E — эллипсоидальные (эллиптические, сфероидальные) галактики с разным отношением большой (a) и малой (b) осей, цифры у буквы E означают величину, равную $10(1 - b/a)$; S — спиральные галактики; SB — спиральные галактики с перемычкой (бар-спирали), буквы a, b, c характеризуют степень выделенности центральной области, которая ярче и больше у Sa, и развития спиральной структуры (сильной и более открытой у Sc) (иногда Sa называют спиралями раннего типа, а Sc — позднего), Ir — нерегулярные галактики с аморфной или клочковатой структурой.

Несколько позже (1936 г.) Хаббл ввел между классами E и S еще тип двоякоидных галактик S0 и SB0. По форме своей сферической составляющей они похожи на спиральные галактики, однако не имеют заметных спиральных ветвей, т. е. в них не заметно звезд населения I. Такие системы часто встречаются в центральных областях богатых регулярных скоплений галактик. Ряд авторов предлагал разные модификации хаббловской последовательности. Одни из самых подробно разработанных классификаций была составлена Воккером (1963). Все семейство нормальных спиральных галактик он характеризовал типами: SA, SAB, SB и вводил еще промежуточные типы между S0 и SA; SA0, SAB0 и SB0. Для характеристики вида самих спиральных ветвей Воккер использовал буквы: s — нормальная спиральная структура ветвей, r — помимо спиральных ветвей заметно внутреннее кольцо (sr — промежуточный тип), R — внеш-

ное кольцо. После Sc вводятся еще типы Sd и Sm — с его заметным ядром, менее выделенными ветвями и меньшей полной светимостью, чем у Sc. Иррегулярные галактики типа Магеллиановых Облаков обозначались Im, а промежуточные типы между Im и SA — Sm. Галактики с иррегулярной структурой, но сходные по форме с S0, обозначались IO. Переходный тип между S0 и Sa — S0/a, а системы низкой светимости между S0 и E обозначались как L. Для характеристики систем раннего, позднего или промежуточного типов Вокюлер использовал соответственно, знаки —, + и 0. Иногда, для краткости, типы галактик в такой расширенной хаббловской последовательности обозначают цифрами:

Тип (T)	-6	-5	-4	-3	-2	-1	0	+1	+2
Класс	E ⁻	E ⁰	E ⁺	L ⁻	L ⁰	L ⁺	S0/a	Sa	Sab
							lo	~6a	~Bab
Тип (I)	+3	4	5	6	7	8	9	10	11
Класс	Sb	Sbc	Sc	Scd	Sd	Sdm	Sm	Im	Im ⁺
	~Bb	~Bbc	~Bc	~Bcd	~Bd	~Bdm	~Bm		

Расширенная классификация Хаббла охватывает почти 95% всех наблюдаемых типов галактик и коррелирует, в общих чертах, с некоторыми их параметрами: такими, например, как цвет, относительное содержание нейтрального водорода, мощность радиовлучения и т. п. Так, в галактиках от Sb до Irr заметен рост отношения $\left\langle \frac{M_{H I}}{L_{P G}} \right\rangle_{\odot}$ от 0,1 до 1,0 в солнечных единицах. Однако в галактиках более ранних морфологических типов (T от +2 до -3) отношение $\left\langle \frac{M_{H I}}{L_{P G}} \right\rangle_{\odot}$ остается на уровне примерно 0,1. Галактики типа «пересеченных» спиралей (бар-спиралей) имеют в среднем больше $\left\langle \frac{M_{H I}}{L_{P G}} \right\rangle_{\odot}$, чем галак-

ктик спиральных морфологических типов и светимостей, но без «баров» (см., например, Боттичелли и Гутенхейм, 1974). Для галактик S0 и, особенно, E, величина $\left\langle \frac{M_{H I}}{L_{P G}} \right\rangle_{\odot}$ имеет ниже 0,01 (например, Галлахер и др., 1975, рис. 6). Ван ден Берг (1960) предложил классификацию галактик поздних типов (Sb и Sc) по светимостям в зависимости от степени распрямленности их спиральных ветвей. Он ввел пять классов по абсолютной фотографической звездной величине галактик:

Класс светимости	I	I-I	II	II-III	
$M_{P G}$ ($M_{\odot} = 100$)	-20,2	-19,8	-19,4	-18,8	
Названия	Сверхгиганты		Ядро гиганты		
Класс светимости	IV	IV-IV	IV	IV-V	V
$M_{P G}$ ($M_{\odot} = 100$)	-18,2	-18,0	-17,3	-16,1	-15
Названия	Гиганты		Субгиганты		Карлики

Метод ван ден Берга позволяет оценивать по внешнему виду галактик их светимости с точностью примерно $\pm 0^m,5$. Правда, сам автор отмечает, что галактики одного и того же морфологического вида и классов светимости нередко имеют все же существенные различия, как например, галактики M 51 и M 101.

Отметим еще Персиковую классификацию Моргана (1950), в которой делались попытки подразделения S и Irr галактик на типы a, af, f, fg, g, gk, k в зависимости от вида спектра центральной области галактики. Галактики без заметной концентрации излучения к центру, имеющие спектры вида B, A или F, относились к типу a, галактики с сильной концентрацией к центру, в которых доминировали спектры K-гигантов — к типу k.

Хаббл, вводя свою классификацию галактик, предполагал, что она отражает эволюционные связи между

объектами разных типов. Однако за прошедшие годы более или менее выяснилось, что объекты разных типов в последовательности Хаббла не могут превращаться друг в друга, а развиваются по независимым эволюционным путям и соответственно с

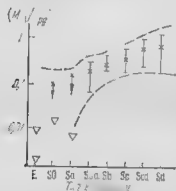


Рис. 6. Зависимость отношения массы нейтрального водорода к общей массе спиральной галактики от их абсолютных светимостей. Трехугольниками обозначены данные Галаксеры и др. (1975) о галактиках типа S0 и E.

характерными для данного типа объектов начальными условиями. Пока не совсем ясно, в чем конкретно выразилось различие начальных условий для галактик разных типов на момент их формирования. По-видимому, здесь играла роль сразу несколько факторов: таких, например, как масса протогалактики, ее удельный момент вращения, характер распределения вещества в галактике и средние плотности в различных частях, время гравитационного обеспокоения протогалактики от окружающей среды и т. п.

Если говорить о распределении наблюдаемых галактик по типу, то для иллюстрации можно привести данные Вокулера по 1530 галактикам (образцов до $M_{rg} = 13$ и $M_{rg} = 15$).

Тип	E	S0	S	Im	10	Пекунлиевые
Число	109	329	934	39	13	14
%	13	21,5	61,1	2,55	0,83	0,9

Функции светимости и масс для галактик поля и скоплений. Очень важной характеристикой галактик является так называемая функция светимости, которая позво-

ляет определять, сколько галактик в определенном интервале абсолютных светимостей находится в объеме, равном 1 Мпс^3 . От функции светимости можно перейти к функции масс, используя известные соотношения между массой и светимостью для галактик определенных морфологических типов. Этот переход стал возможным после того как были оценены массы близких галактик различных типов. Правда, этот переход не всегда корректен и подвержен большим ошибкам в связи с недостаточностью данных об истинном виде распределения массы галактик по радиусу. Ясно, что от того, какая доля массы галактик сосредоточена на их периферии (в короне), зависит истинное отношение массы к светимости.

Функции светимости, определенные разными авторами, часто расходятся, поскольку зависят от выборки галактик, метода обработки и оценок расстояний до них. Можно занисать функцию светимости для галактик скоплений в виде (см., например, Воронцов-Вельяминов, 1972)

$$\varphi(M_{rg}) = \lg N(M_{rg}) = AM_{rg} + B,$$

где $N(M_{rg})$ — число галактик в 1 Мпс^3 при $\Delta M_{1\sigma} = 1$, параметры A и B — числа, различающиеся у разных авторов и изменяющиеся при M^* (рис. 7). По данным Эйбла

$$\left. \begin{aligned} B = 19,6 \\ A = 0,73 \end{aligned} \right\} \text{ при } |M_{rg}| > M_{rg}^*,$$

$$\left. \begin{aligned} A = 0,23 \\ B = -4,41 \end{aligned} \right\} \text{ при } |M_{rg}| < M_{rg}^*.$$

назов функции светимости для скопления галактик приходится на величину $M_{rg}^* = -21$ ($H_0 = 50$).

Для галактик поля, по-видимому, получается более сложный вид функции светимости с плато в диапазоне абсолютных светимостей от -20^m до -18^m .

Сравнивая функции светимости для галактик скопления и поля, можно заметить, что отношение числа галактик в богатых скоплениях к числу галактик в поле (в единичном интервале абсолютных светимостей) растет с ростом светимости.

Мы уже говорили, что переход от функции светимости к функции масс галактик затруднен. Здесь пока можно

говорить лишь о грубых оценках. Холмберг (1969) получил функцию масс (рис. 8) в интервале $\lg \frac{M}{M_\odot}$ от 8,9 до 11,3 в виде

$$\psi \lg \frac{M}{M_\odot} = 0,018 \left(12,1 - \lg \frac{M}{M_\odot} \right).$$

Суммарная плотность галактик согласно Холмбергу оказывается равной $\sim 2,5 \cdot 10^{-21}$ д/см⁻² (в диапазоне аб-

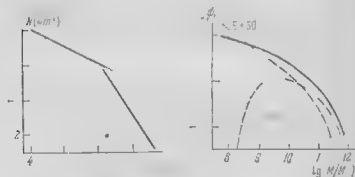


Рис. 7. У и ϕ в Γ системности в Γ галактик по Обз. Ясно виден характерный излом при m^* , соответствующий примерно Γ 10-й по яркости галактики стандартной последовательности. Для исследованных скоплений абсолютная звездная величина ядра M_0 равна примерно -21^m ($H_0 = 50$).

Рис. 8. Функция для галактик равных типов, построенная по данным из 270 кардальных галактик-спутников, расположенных в Γ спиралей (по Γ отбракован на себя внимание отсутствие малочисленных спиралей).

солютных светимостей от $10^{10,6}$ до -22^m ; при $H_0 = 50$ км/сек/Мпс).

Наблюдения в линии 21 см позволили обнаружить еще один интересный феномен в Γ галактиках. Речь идет об открытии в Γ и наш Γ и некоторых других галактик облаков нейтрального водорода (см., например, Мэтьюсон и др., 1975). Самые большие облака имеют следующие параметры: $d \approx 30$ кпс, $M \approx 3 \cdot 10^9 M_\odot$, $\Delta v \approx \approx 30$ км/сек. К настоящему времени найдено более сотни

таких облаков. Плотность их оценивается примерно в $7 \cdot 10^{-3}$ см⁻³. Они имеют скорости относительно центра нашей Галактики порядка сотен километров в секунду, причем больше облаков, приближающихся к нам.

К настоящему времени обнаружено около 10 облаков газа, расположенных на небольших угловых расстояниях от некоторых близких к нам галактик (в том числе Магеллановых Облаков).

Интересно, что все эти «облака» находятся вблизи сверхгалактического экватора и вытянуты приблизительно вдоль него. Это, по-видимому, свидетельствует об их внегалактической природе и принадлежности или к Сверхгалактике, или к Местной группе галактик, или, согласно Воккеру, к Местному облаку (см. стр. 45).

§ 3. Скопления, группы и пары галактик. Сверхскопления

Для ярких галактик из каталога Шепли — Эймса ван ден Берг получил примерный процент галактик разных типов, входящих в состав скоплений или пар:

	$\Gamma + S_0$	$S + Ir$	cD
В относительно богатых скоплениях	56%	38%	93
В бедных	23%	14%	6
В общем поле	24%	48%	1

Первым занялся планомерным исследованием скопления галактик Эббс (1958), который опубликовал каталог почти 2700 богатых скоплений галактик. При подсчетах галактик Эббс пользовался палочными картами, которые послужили исходным материалом для составления многих каталогов. Палочные карты увидели свет в 1952 г. Они были получены фотографическим путем на 120-сантиметровой камере Шмидта в красной и синей областях спектра для 9,5 участков неба, охватывающих $\frac{3}{4}$ всей площади небесной сферы. Угловое разрешение карт обзора ($\sim 1''$) позволяет выделять объекты размерами до 0,6 кпс на расстоянии 100 Мпс. Предельная

фотографическая звездная величина галактик — 21^m , что соответствует на расстоянии около 20 Мпс абсолютной величине около $-14^m.6$.

Для полноты и однородности своего каталога Эйбл не учитывал галактики слабее 13^m и избегал областей с галактической широтой $|b| < 20^\circ$, где существенны эффекты поглощения света в Галактике. В общей сложности подсчеты галактик, выполненные Эйблом, охватывают около 40% небесной сферы.

Все отобранные скопления Эйбл разделил на пять групп по «богатству» (R). За критерий было выбрано число галактик в скоплениях, видимая величина которых на 2^m слабее третьей по яркости галактики ($M_{V, +2}$). Оказалось, что в среднем абсолютные величины первых трех по яркости галактик (при $H = 50 \text{ км/сек/Мпс}$) таковы: $M_V = -23.3$, $M_V = -22.59$, $M_V = -22.35$, причем для первых по яркости I и II галактик в центрах скоплений M_V не очень сильно зависит от богатства скопления.

К постоянному времени красные смещения галактик — членов скоплений — определены для более чем 100 скоплений (см. Нунаи, 1973). Правда, подробно исследованы

R	0	1	2	3	4
$M_{V, +2}$	30—40	50—70	80—120	130—190	200—290

только самые близкие и самые богатые из них. Так, например, красные смещения 15 членов или больше измерены лишь в 20 скоплениях. Лучшее других исследовано скопление в Волосах Вероники, в котором красные смещения измерены для ~ 200 членов.

Статистические свойства изучались Эйблом по 1682 скоплениям (см. Эйбл, 1965). Оказалось, что богатых скоплений ($R \geq 3$) всего около 4%, а бедных скоплений ($R = 1$) больше 70%. Больше 50% скоплений оказались при красных смещениях $z > 0.1$.

Неоднократно делались попытки классификаций скоплений галактик по морфологическим признакам. Например, Цинкис ввел понятие компактных и рассеянных ско-

пления, Эйбл — сходное понятие регулярных и нерегулярных, которые отличаются и по морфологии галактик — членов скопления. В последние годы появились ряд работ, в которых особое внимание обращается на особенности центральных галактик скоплений. Бауцц и Морган (1970) на этом основании вводит четыре класса скоплений:

I. В центре скопления есть ярчайшая cD-галактика (гигантская E-галактика с обширным гало).

II. Ярчайшим членом скопления является галактика из промежуточного между cD и E типов.

III. В центре скопления нет выделяющихся по яркости cD или E галактик.

IV. Ярчайшим членом скопления является S галактика. Кроме того, вводятся промежуточные типы I—II и II—III.

Авторы отмечают, что в богатых скоплениях встречаются все типы от I до III. Более бедные скопления галактик бывают I и III типов. Типы II и III часто имеют в центре две галактики, окруженные общей обложкой.

Руд и Шастрл классифицировали все скопления в виде «камертонной» диаграммы:

$$cD-B \begin{cases} L-F & (\text{более плоские скопления}) \\ C-Irr & (\text{более сферические скопления}) \end{cases}$$

Здесь cD — скопления, в центре которых расположена гигантская галактика; B — скопления, в центре которых находятся две гигантские галактики; L — скопления, в центральных областях которых есть цепочка ярких галактик; F — распределение галактик в скоплении имеет уплощенную форму; C — распределение галактик в скоплении имеет форму ядра и гало; Irr — нерегулярное распределение галактик в скоплении.

До сих пор мы говорили о скоплениях нормальных галактик. В последние годы получены сведения о существовании скоплений компактных галактик, которые сначала были приняты за звездные скопления. Появился уже первый список таких систем (Шахбазян, 1973), включающий около 30 скопления. Как правило, в них входит всего несколько десятков галактик и общие размеры систем

около 500 клс. Исследование этих образований только началось.

Кроме скоплений галактик, часто встречаются и более мелкие структурные образования: группы и пары галактик. Первый каталог двойных галактик был составлен Холмбергом еще в 1937 г. и включал 837 пар, выбранных так, чтобы удвоенная сумма угловых диаметров компонентов была не больше расстояния между их центрами. По данным Холмберга получалось, что почти 50% галактик входят в группы или пары, а в пары — около 25%.

В последние годы появились каталоги пар галактик (например, Караченцева (1972)). Караченцовым отобраны около 600 пар, которые, по-видимому, в своем большинстве являются физическими. В настоящее время ведется работа по получению спектров компонентов предполагаемых пар с целью определения их красных смещений.

Кроме пар галактик, иногда встречаются и очень тесные группы, часто со следами взаимодействия между членами. Характерным примером такого рода систем может служить открытый Стефаном в 1888 г. квинтет галактик, названный впоследствии его именем. Приведем основные характеристики членов этой системы:

Галактика	$\mu_{\text{гг}}$	Тип	Площадь проекции на плоскость	Σ , ($\mu_{\text{гг}}/\text{сек}$) пог. свет	D (Мпс)
NGC 7317	45,3	E1	$0,4 \times 0,4$	7014	140
NGC 7318a	44,9	Sbbc	$1,5 \times 1,0$	5916	140
NGC 7318a	14,8	E2	$0,1 \times 0,1$	2916	140
NGC 7319	13,7	Sbb	$1,3 \times 0,9$	6935	140
NGC 7320	43,6	Sd	$1,9 \times 1,0$	1073	10

Видно, что самая яркая галактика «квинтета Стефана» (NGC 7320) имеет лучевую скорость почти в семь раз меньшую, чем лучевые скорости остальных компонентов. Всестороннее исследование этой системы в оптических лучах, в линии 21 см и в линии H_α показало, что NGC 7320 является близкой к нам галактикой фона, составляющей пару с галактикой спиральной NGC 7331. Этот пример показывает, что надо с большой аккуратностью

подходить к вопросу принадлежности той или иной галактики к группе.

Воккер (1970) опубликовал подробный анализ ярких членов в 54 ближайших группах галактик, содержащих от 10 до 100 членов. В их число входит и Местная группа, одним из самых ярких членов которой является наша Галактика.

Всего в Местную группу входит около 30 объектов, в том числе три спиральные системы. К ним относятся наша Галактика с Магеллановыми Облаками и еще девять ближайших спутниками; удаленная от нас на 700 клс туманность Андромеды (M 31) со спутниками, абсолютная звездная величина которой достигнет $-20^m,3$, а также туманность в Треугольнике M 33. Остальные члены Местной группы — это неправильные или сфероидальные карликовые звездные системы с M_v около -14 , по-видимому, объединенные в несколько групп. Гигантских сфероидальных систем в Местной группе нет, хотя недавно в инфракрасных лучах были обнаружены две довольно большие галактики (Маффей 1 и 2), которые не видны в оптическом диапазоне из-за поглощения в нашей Галактике; одна из них (Маффей 1), по-видимому, эллиптическая.

План Местной группы представлен на рис. 9. По мнению Воккера (1975), Местная группа и некоторые близкие к нам группы галактик образуют удаленную систему — Местное облако галактик. Толщина Местного облака около 2 Мпс, длина ~ 6 Мпс; плоскость Облака на 15° отличается от плоскости местного сверхскопления.

Одним из интереснейших аспектов исследования скопления, групп и пар галактик является определение их «виртуальных масс» ($M_{\text{вир}}$) по дисперсии скоростей их членов. Выяснилось, что во многих системах галактик $M_{\text{вир}}$ систематически превышает массу, определенную по суммарной светимости всех галактик системы и что расхождение увеличивается по мере увеличения размеров и числа членов. Это несоответствие получило даже специальное название «виртуального парадокса*»). Для его

* Следует заметить, что для некоторых систем «виртуальный парадокс» может быть связан с ошибками или в определении дисперсии скоростей за счет неправильного учета галактик поля, или в определении истинных размеров систем; все это, естественно, вносит ошибки в определение $M_{\text{вир}}$.

объяснения была выдвинута гипотеза об относительной молодости таких систем, которые обладают положительной гравитационной энергией и за время порядка 10^9 – 10^8 лет распадаются. Однако наблюдения не показали у

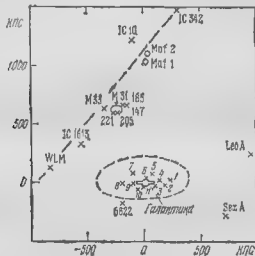


Рис. 9. Схематическое изображение относительного расположения галактик в Местной группе (по Воклеру). 1 — Лев 1, 2 — Лев 11, 3 — Секстанс С, 4 — Б. Медведина, 5 — М. Медведина, 6 — Дракон, 7 — Пегас, 8 — Печень, 9 — Скульптор, 10 — Малое и 11 — Большое Магеллановы Облака.

галактик в системах с «виральным парадоксом» каких-либо свойств, сильно отличающих их от нормальных звездных систем, не входивших в состав группы или скопления, возраст которых заведомо превышает 10^9 лет. Поэтому для объяснения «вирального парадокса» было сделано предположение о наличии в них большого количества «скрытой массы» с низкой оптической светимостью, обеспечивающей гравитационную связность таких систем. В последние годы появился ряд свидетельств того, что «скрытая масса» может быть сосредоточена в периферийных областях галактик — их коронах (см., например, Эйнасто и др., 1974, Острайкер и др., 1974) или в межгалактическом пространстве внутри группы и скопле-

ний галактик. Какая доля массы сосредоточена в коронах, пока не совсем ясно. Указанные выше авторы считают, что плотность вещества в коронах пропорциональна r^{-2} , а значит, их масса растет $\sim r$ (так называемое изотермическое распределение, когда виральные скорости $V_{\text{вир}} \approx \left(\frac{GM}{r}\right)^{1/2}$ остаются постоянными на всех r). При таком распределении вещества в коронах может быть сосредоточена масса, превосходящая массу всей оптически наблюдаемой галактики. У гигантских эллиптических галактик ожидаются короны более протяженные, а значит, и более массивные, чем у спиралей. Для согласования с имеющимися наблюдениями, отношение массы к светимости для корон должно быть не меньше 100. Такую величину могли бы обеспечить карликовые, маломассивные ($< 0,1 M_{\odot}$) звезды населения II. Однако такие звезды должны были бы наблюдаться и вблизи Солнца с плотностью $\sim 10^{-2}$ до 10^{-3} , но их обнаружение сталкивается с рядом трудностей (см. Шмидт, 1975). Массивные короны вокруг галактик (отвлекаясь от их природы) можно было бы заметить, исследуя или движение карликовых спутников галактик или кинематику периферийных областей и линии нейтрального водорода $\lambda_0 = 21$ см. Оба этих направления в настоящее время активно разрабатываются.

Соскнемся еще кратко попроса о сверхскоплениях галактик. Вопрос о существовании сгущивании скоплений, отличного от случайного, привлекает внимание исследователей уже несколько десятилетий. Обстоятельные исследования по этому вопросу провел Цвикки в конце 50-х годов. Он и его коллеги пришли к выводу, что сверхскопления галактик не существуют. Метагалактика, по их мнению, состоит из «ячеек» с диаметром около 40 Мпс, внутри которых находится, в среднем, одно скопление галактик; диаметры наибольших из таких скоплений составляют примерно 8 Мпс и одинаковы на всех расстояниях. Начиная с 1959 г. Воклер и группа шведских астрономов развивает в ряде статей (например, Воклер, 1959) представление о том, что окружающие нас скопления и группы в свою очередь входят в состав гигантского сверхскопления, названного локальным сверхскоплением. Центр этой достаточно сплюснутой системы, как полага-

ют, находятся в скоплениях Девы на расстоянии около 20 *Мпс* от нашей Галактики, плоскость которой перпендикулярна к плоскости сверхскопления. Размеры всей системы около 50 *Мпс*. Однако вопрос о существовании локального сверхскопления до сих пор не может считаться окончательно решенным. Так, например, в работе Бакала и Посса (1975) делается вывод, что наблюдаемое скупивание групп галактик в «локальное сверхскопление» может быть объяснено за счет ряда селекционных эффектов, в частности, поглощения света в нашей собственной Галактике и близости нашей Галактики к богатому скоплению в Деве, угловые размеры которого, по мнению автора, могут достигать 15°.

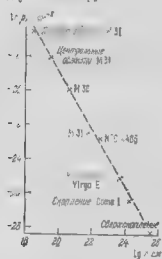


Рис. 10. Связь между средней плотностью в системе или под системой и ее размерами. Согласно Воккеру (1971) в широком диапазоне плотностей (от 10^{-18} до 10^{-20} г/см^3) и размеров (от 10^4 см до 10^{26} см) внешность удовлетворительно описывается одним и тем же законом (см. текст).

равными примерно 20—30 *Мпс*, а число членов (т. е. скопленных галактик) в сверхскоплении, в среднем, всего 2—3. Распределение сверхскоплений по населенностям приблизительно выражается законом

$$N(n_0 + 1) \sim 2^{-(n_0 + 1)},$$

где N — число сверхскоплений с числом членов $(n_0 + 1)$. Отсюда видно, что число скоплений, не входящих в скопления второго порядка $(n_0 = 0)$, равно примерно половине всех. Укажем еще, что ряд авторов отмечал обратную связь между размерами и средней плотностью систем галактик. Воккер (1971), например, дает эту связь в виде

$$\lg \rho \approx -21,7 - 1,7 (\lg r - 21,7),$$

где ρ в г/см^3 и r в см (рис. 10).

§ 4. Необычные (пекулярные) галактики

До сих пор мы говорили о классификации и некоторых свойствах более или менее «нормальных» звездных систем. Однако наблюдательные данные последнего десятилетия показали, что довольно часто мы имеем дело с внегалактическими объектами, обладающими не совсем обычными свойствами. Такие объекты несколько условно выделяют в группы по какому-либо отличительному признаку, хотя не всегда ясно, является ли эта особенность временной или она характерна для данного типа объектов всегда и связана с аномальными условиями уже на стадии их формирования.

Компактные галактики. Первый представитель этой многочисленной группы был открыт еще в 30-х годах Ципки и Хьюмасоном (112 46). Ципки называет объект компактным, если его поверхностная яркость выше $(19 - 20) \text{ mag/}''^2$ и относительно высокая концентрация излучения к центру. В каталогах Ципки на 30 000 галактик приходится около 4000 компактных систем. Подробное исследование этих объектов только начинается, поэтому о свойствах объектов этого класса известно пока не очень много. Размеры их колеблются от 100 нс до 2,5 кпс , массы от 10^8 до $10^{12} M_\odot$, средние поверхностные яркости от $+19$ до $+23 \text{ mag/}''^2$ и абсолютные звездные величины от -10 до -23 (светимости 10^8 до $10^{11} L_\odot$).

Среди компактных галактик много голубых объектов с пекулярными спектрами, но много также и объектов с нормальными цветами и с обычными звездными спектрами. Испектровые спектры в оптике показывают лишь 5% объектов этого класса. Плотность звезд в компактных галактиках, судя по дисперсии скоростей, не сильно

отличается от соответствующей величины для нормальных звездных систем; высокая же их поверхностная яркость обусловлена, по всей вероятности, особенностями функций светимости звезд — относительным избытком ярких звезд. Большое число горячих звезд обеспечивает наблюдаемое возбуждение ионизованного газа, приводящее к излучению пекулярных эмиссионных линий. Данные наблюдений в линии 21 см показали, что в компактных галактиках достаточно много нейтрального водорода (H I), расположенного на периферии систем, причем отношение массы H I к полной массе выше у компактных галактик, чем у нормальных. Наблюдения также показали, что пространственное распределение компактных объектов не совсем обычно — они имеют тенденцию встречаться небольшими группами. Мы уже упоминали, что встречаются компактные скопления компактных галактик. Однако группы и скопления компактных галактик не имеют тенденции к скупенности большого масштаба, как это имеет место для нормальных галактик — скоплений в сверхскоплениях.

Компактные галактики часто встречаются вблизи гравитских систем и, по-видимому, физически связаны с ними.

Карликовые галактики. Эти системы по размерам близко приближаются к компактным галактикам. Однако у карликовых галактик — низкая поверхностная яркость и размытые края. Пока подробно изучены лишь ближайшие карлики ($R \leq 500$ клс) и всего их известно около 1000 с абсолютной звездной величиной ярче — 10^m. Многие из карликовых систем являются спутниками гигантских галактик (таких, как наша Галактика или галактика в Андромеде). Но, по-видимому, существуют и многочисленные независимые карликовые системы, пространственная плотность которых достаточно велика ($\geq 0,1 \text{ Mpc}^{-3}$). Средние размеры карликовых галактик — около 2 клс, массы $\sim 10^7 - 10^8 \text{ M}_\odot$. Карликовые галактики бывают красные и голубые. Абсолютные звездные величины их составляют — 14^m ÷ — 18^m. Цветовые характеристики многих красных «карликов» сходны скорее с шаровыми скоплениями, чем с гигантскими эллиптическими системами. Интересно, что такие красные карлики — это, как правило, системы эллипсоидального вида,

причем часто эллиптичность возрастает для более слабых объектов. Это опять-таки роднит их с шаровыми скоплениями.

Карликовые галактики, как отмечал еще Бавде (1963), не встречаются среди спиральных галактик. Повышенная светимость голубых карликовых галактик, вероятно, связана с большим количеством горячих звезд классов O — B. В ряде работ делается предположение, что красные карлики представляют собой спокойную стадию развития, на которой темп звездообразования невелик, а голубые — стадию бурного звездообразования в объектах того же типа. Эти стадии могут повторяться неоднократно (Спрл, Сарджент, Багвуоло, 1973).

Голубые галактики Аро, Маркаряна и галактики с горячими пятнами. В 1956 г. Аро, производя на одну пластинку снимки в трех цветах, обнаружил около 30 необычно голубых объектов. После определения расстояний он нашел, что размеры их колебались от 2 до 10 клс, а абсолютные светимости от — 15^m до — 20^m. Объекты этого типа были подразделены на две группы.

В первую группу входят спиральные и неправильные галактики высокой светимости. В их спектрах линии излучения присутствуют во всем объеме галактик и возбуждения газа обусловлено, по-видимому, излучением звезд высокой светимости.

Вторую группу образуют карлики со значительной ядерной областью. Возбуждение газа в них обусловлено, по всей вероятности, присутствием сильного ионизирующего излучения от ядра. Средние поверхностные яркости этих объектов различаются не в очень широких пределах и по величине меньше, чем у центральных областей обычных галактик.

С 1965 г. в Бюракане на метровой камере Шмидта с объективной призмой начал наблюдения Б. К. Маркарян. Он получал на одной пластинке спектры с дисперсией 2500 Å/мм для большого числа внегалактических объектов. Было «осмотрено» около 6000 квадратных градусов небесной сферы и к 1975 г. составлено семь списков объектов, куда вошло около 700 галактик, имеющих более ранние спектры по сравнению с цветом или морфологическим типом (см., например, Маркарян, 1973). Объекты

Маркариды бывают как компактные, так и диффузные. Примерно для 400 из них известны спектры и оценены красные смещения (наибольшее из известных $z = 0,08$). Подсчеты показывают, что объекты Маркарида составляют около 5% от обычных галактик. В области абсолютных светимостей от $-21^m,5$ до $-16^m,5$ пространственная плотность объектов Маркарида составляет примерно 7% от плотности нормальных галактик в том же интервале светимостей. Около 10% объектов Маркарида имеют очень широкие линии в спектрах — это объекты сейфертовского типа.

В последние годы выяснилось (см., например, Хачикян, 1972), что объекты Маркарида со «звездоподобным» (s) спектром имеют аномально яркое и голубое ядро, в то время как объекты Маркарида с диффузным (d) спектром часто имеют более или менее нормальные ядерные области. В последнем случае наблюдаемые аномальные свойства имеют одна или несколько гигантских зон II II изд. сверхассоциаций (размеры их достигают нескольких килопарсек, а абсолютные величины — -17^m), встречающиеся в галактике и имитирующие ее «маркаридовские» аномалии.

Небезынтересно отметить, что галактики Маркарида избегают областей, занятых богатыми скоплениями галактик. Кроме того, по предварительным данным они чаще образуют пары, чем обычные галактики. Отметим также, что около 40% галактик Маркарида — спираль с перемычками.

Близка по своим свойствам к объектам Маркарида и не очень многочисленная (несколько десятков) группа галактик (в основном это спиральные галактики с перемычками), выявленная сначала Тиффотом по цветовым особенностям, а потом исследованная Серсиком и Пасторизой (см., например, Пасториза, 1975). Эти галактики отличаются от нормальных тем, что по мере приближения к их центру цвет становится не краснее, а голубее. Они делятся по виду на две группы: галактики с «горячими пятнами» и галактики с аморфными ядрами (структура в центральной области, по-видимому, отсутствует). В этих галактиках центральные области, размеры которых достигают 1 кпс, восматривают на относительно небольшую поверхностную яркость, имеют суммарную абсолютную величину

ну в среднем $M_v \approx -17 \div -18^m$. Сами ядра этих объектов более или менее нормальны как по светимости, так и по цвету. Аномальные цвета, спектры и светимости центральных областей этих галактик связаны с наличием в них нескольких гигантских областей II II (размеры до $100-300$ пс), возбуждаемых десятками тысяч горячих звезд O — B. Таким образом, в галактиках этого типа мы, по-видимому, сталкиваемся с продолжающимся звездообразованием в центральных областях. Есть ряд указаний на то, что гигантские зоны II II — горячие пятна, образуют кольцевую структуру вокруг ядра, расширяются (или сжимаются) со скоростью около $30-50$ км/сек.

Интересно также, что анализ совокупности данных об окрестностях ядра нашей Галактики показал, что комплекс, представляющий собой совокупность центральной протяженной области II II (350×150 пс) и дисперсных компактных областей II II, напоминает горячие пятна в центральных областях галактик, исследованных Пасторизой (см., например, Мюллер и др., 1974). А так как горячие пятна часто встречаются в центральных областях пересеченных спиралей, то можно сделать предположение, что и наша Галактика относится к типу SB. Интересно, что согласно данным Воккера, об этом же свидетельствует и наличие поперечных движений в центральных областях нашей Галактики.

Галактики с активными ядрами. Наблюдения показывают, что ядра — яркие компактные образования в центрах галактик — заметны лишь у галактик с абсолютными светимостями выше -15^m . (Это верно как для эллиптических, так и для спиральных галактик.)

Чем массивнее «ядро» в галактике, тем, по-видимому, более заметное влияние оказывают процессы, происходящие в нем, на всю галактику. На важную роль активности «ядер» и ее распространенность указал еще в 1958 г. В. А. Амбарумян. Особенно очевидным это стало после обнаружения в 1963 г. квазаров — радиоисточников (квазаров), а позднее и более многочисленного отряда квазаров (квизаров), похожих по своим свойствам на «ядра» некоторых типов галактик (на что еще в 1965 г. обратил внимание И. С. Шкловский).

«Ядра» галактик — это не просто массивные гравитационно связанные комплексы газа и звезд, а образования с

аномальными свойствами, резко отличающимися от свойств других областей галактик (например, по спектру, цвету, мощности энергоделиения, плотности звезд, скорости вращения и т. п.). В «ядрах» некоторых типов галактик происходит иногда гигантские катаклизмы, сопровождаемые рядом необычных явлений. В таких случаях говорят об «активных ядрах», хотя термин «активность ядра» нельзя считать строго определенным.

Какого-то одного универсального признака активности ядер не существует. Можно перечислить некоторые из них: тепловый характер спектра в широком диапазоне длин волн; переменность излучения как вспышечного, так и, возможно, квазипериодического характера с временами изменения, соответственно в месяцы и годы; сильные линии излучения в спектрах; компактные радиоисточники размерами ≤ 1 пс с плоскими спектрами; выбросы газа с большими скоростями.

Активность ядер в спиральных галактиках. *Галактика Сейфорта.*

Первая галактика этого класса — NGC 1068 — была открыта в 1908 г. Е. Фатом; в 1917 г. В. Слайфер, У. Кемпбелл и Ш. Мур на Ликской обсерватории (США) нашли в спектрах галактик NGC 1068 и NGC 4151 необычайно широкие линии излучения.

В 1943 г. К. Сейфорт (США) опубликовал список из 12 галактик, обладающих рядом характерных свойств: 1) спирали с ярким звездобразным ядром, 2) излучение ядра в оптическом диапазоне составляет заметную долю от полного излучения галактики, 3) в спектрах ядер присутствуют сильные, очень широкие линии водорода и более узкие линии O II ($3727 \text{ \AA}$) и ионов высокой степени ионизации (как в планетарных туманностях).

В ядрах сейфертовских галактик происходят какие-то бурные процессы, приводящие к выбросам плотных ($\sim 10^4 - 10^7 \text{ см}^{-3}$), компактных ($\sim 10^{14} - 10^{16} \text{ см}$) облаков газа с массами в десятки и сотни масс Солнца со скоростями в тысячи км/сек. Этот рекуррентный, длительный ($10^4 - 10^6$ лет) процесс приводит к выбросу из ядра в дил активности газа с общей массой $10^3 - 10^4 M_{\odot}$, занимающего в центре галактики область размерами порядка сотен парсеков. Газ внутри этой области имеет клоч-

коватую структуру, возникающую за счет выбросов из ядра отдельных плотных облаков.

При мощности излучения в оптическом диапазоне порядка 10^{40} эрг/сек за цикл активности может быть выделена громадная энергия, равная $10^{50} - 10^{54} \text{ эрг}$.

Тепловой спектр излучения ядер сейфертовских галактик имеет сложный вид с максимумом в инфракрасном диапазоне. Центральные области таких галактик дают сильное излучение и в рентгеновском диапазоне. Излучение их ядер в оптическом диапазоне меняется в течение месяцев и даже недель. Некоторые ядра характеризуются изменением интенсивности линий излучения водорода.

В последние годы появились данные о том, что в центральных областях сейфертовских галактик присутствуют компактные переменные радиоисточники с плоскими спектрами. Они часто имеют двойную структуру и хорошо наблюдаются в сантиметровом диапазоне.

Пространственная плотность классических галактик Сейфорта составляет всего 1-2% от пространственной плотности спиральных галактик типов SA, SAB, SB сходных светимостей. Это соответствует плотности $0,05 \text{ Mpc}^{-3}$.

Если отнести к сейфертовским галактикам объекты по особенностям линейчатых спектров ядер, т. е. в основном по ширинам линий, а не по морфологическим характеристикам самих галактик, то число известных галактик такого рода сильно возрастает, достигая 100 (см., например, Воронцов-Вельяминов, Иванисевич, 1974).

Отметим еще, что при исследовании спектров объектов с сейфертовскими ядрами было выявлено, что их можно разделить на два основных класса (см. подробнее, например, Адэме и Видини, 1974):

I. Широкие балмеровские и узкие запрещенные линии. Электронная плотность газа около 10^7 см^{-3} и масса ионизованного газа $\sim 5 \cdot 10^4 M_{\odot}$. Фотоионизация осуществляется центральным источником непрерывного излучения.

II. Широкие балмеровские и широкие запрещенные линии. Электронная плотность около 10^3 см^{-3} и масса горячего газа $\sim 10^6 M_{\odot}$. Особенности спектров можно объяснить присутствием большого количества горячих звезд, которые не проявляют себя в наблюдаемом непрерывном спектре из-за сильного покраснения на пыли.

Ширина линий в спектрах типов I и II объясняется, по-видимому, доплеровским механизмом уширения от быстро движущихся облаков газа, хотя полной ясности в этом вопросе пока нет. В частности, удивляет отсутствие линий промежуточной ширины.

Активность ядер в эллипсоидальных системах. *Радиогалактика Дева А.*

Если говорить об активности ядер в сфероидальных звездных системах, то хорошим примером может служить близкая к нам (20 *Mpc*) радиогалактика Дева А (M 87 = NGC 4486). Она расположена в центре богатого скопления в Деве. Основное тело галактики имеет размеры 25×20 *kpc* и классифицируется как тип E0 или cD. Видимая звездная величина $\sim 10^m$, а абсолютная — около -21^m . Внешняя корона галактики тянется на расстояние около $1''$, достигая размеров порядка 1 *Mpc* и занимая почти $1/10$ всего скопления. Суммарная масса галактики оценивается в $10^{13} M_\odot$.

В ядре этой галактики наблюдается яркий выброс, типущийся на 1,5 *kpc* и состоящий из 5 отдельных сгустков. Самый яркий из них имеет $m = 19$, $M_v = -12$ и отстоит от ядра почти на 800 *pc*. Общая ширина струи порядка сотни парсек и суммарная абсолютная звездная величина — 15^m . Это соответствует энерговыделению в оптических лучах порядка $10^{42} - 10^{43}$ *эрг/сек*. Общая масса газа в струе оценивается в $10^8 M_\odot$.

В спектре ядра M 87 видна сильная широкая линия [O II] 3727 ангстрем, имеющая сложный профиль, что свидетельствует о движении газа со скоростями в тысячи *км/сек*. Кинетическая энергия выброса оценивается в 10^{55} *эрг*. Спектр излучения выброса имеет ярко выраженный ионизованный характер. Излучение в оптике поляризовано, причем направление плоскости поляризации изменяется на 90° при переходе от сгустка к сгустку. Есть данные, что самая яркая оптическая конденсация в выбросе изменяет со временем свою яркость. Время жизни выброса около $5 \cdot 10^4$ лет.

Кроме яркой струи, в центральной области галактики NGC 4486 в оптическом диапазоне виден еще ряд интересных деталей: контрвыброс и слабый перпендикулярный «всперный» выброс. Радиоструктура источника в M 87 исследовалась подробно на 5 *Гц* Турландом (1953),

на 5-километровой антенной системе в Кембридже. Оказалось, что радиосточник вытянут в направлении выброс — контрвыброс, причем общие размеры достигают 4 *kpc*. Ярчайшим оптическим сгусткам и ядру галактики соответствуют поперечия и в радиодиапазоне. Излучение центрального радиосточника поляризовано. Степень поляризации от областей оптических сгустков достигает в радиодиапазоне 20%, что позволяет оценить электронную плотность в выбросе 10^4 *см⁻³*. Интересно, что весь центральный радиосточник сдвинут к югу от оси симметрии, совпадающей с направлением выброса. Общая энергетика этого радиосточника достигает на 5 *Гц* примерно 10^{41} *эрг/сек*. Кроме того, на частотах меньше $5 \cdot 10^8$ *гц* заметный вклад начинают вносить радиоизлучающее тало, имеющего размеры порядка $10''$ и совпадающего с главным оптическим телом галактики.

Примерно в 10^{43} *эрг/сек* оценивается мощность рентгеновского излучения от скопления галактик в Деве в диапазоне 2—8 *кэв*. Размеры области излучения оцениваются примерно в 200 *kpc*. Есть, по-видимому, и более компактный источник рентгеновского излучения, совпадающий с Девой А.

Радиосточники. За 30 лет, прошедшие с момента открытия первого дискретного радиосточника (радиогалактика Лебедь А), были обнаружены десятки тысяч внегалактических радиосточников, сведения о которых собраны в многочисленных каталогах — обзоры, выполненные на разных частотах, на разных антеннах и в разных участках небесной сферы. Наиболее хорошо исследованы около 200 самых ярких источников (наблюдаемые потоки больше $9 \cdot 10^{26}$ *вт/м²*), вошедшие в третий Кембриджский референсный каталог (3CR), выполненный на 178 *Мц* для участка небесной сферы, заключенного между $\delta = -5^\circ$ и $\delta = +90^\circ$. К настоящему времени почти 80% этих радиосточников отождествлены с радиогалактиками или квазарами. Около 70% мощных внегалактических радиосточников имеют двойную радиоструктуру — притяженные (сотни килопарсек) радиокомпоненты, расположенные по обе стороны от оптической галактики (или квазара) на расстояниях до нескольких сотен килопарсек и даже нескольких мегапарсек (!). В протяженных радиокомпонентах сосредоточена основ-

нал доля радиоизлучения. В последние годы выяснилось (см., например, Пузель и Хепбест, 1974), что в протяженных компонентах встречаются относительно компактные (несколько килопарсек), яркие радиоточечники, уступающие в несколько раз протяженным радиокомпонентам по суммарной мощности излучения. Часто (если не всегда) с ядром оптической галактики (или квазаром) бывает связан центральный радиокомпонент размерами всего в несколько парсек или меньше, иногда с признаками переменности во времени. В среднем, мощность радиоточечников в ядрах раз в 10 меньше, чем у протяженных компонентов, причем их мощности пропорциональны. Есть заметная корреляция между радио- и оптической переменностью ядер галактик и квазаров. При этом не исключено, что относительный уровень мощности переменного компонента может зависеть и от ориентации оси радиоточечника относительно луча зрения.

Спектры протяженных радиокомпонентов довольно крутые, с показателем спектра $\alpha > 0,7^*$. Спектры компактных и центральных радиокомпонентов гораздо более пологие, $\alpha < 0,5$, и иногда на низких частотах ($\nu < 10^8$ эц) имеют «завалы». Все это по теории синхротронного излучения свидетельствует о том, что возраст компактных радиокомпонентов меньше 10^8 лет, а протяженные радио-структуры — более старые (10^8 лет и более).

N-галактики. N-галактики по своим радио- и оптическим свойствам занимают промежуточное положение между радиогалактиками и квазарами (см. Комберг, Озерной, 1970). Не так давно (см., например, Сейдиди, 1973) было окончательно установлено, что N-галактики — это более или менее обычные эллиптические галактики, но с необычно ярким в ультрафиолетовом (U) и голубом (B) диапазонах ядром. В диапазонах U и B излучение от ядра совершенно «замазывает» вклад звездного компонента — самой галактики. Однако в желтом фильтре (V) вклады от нестелового излучения ядра и от звезд примерно равны и удается проследить ход изменения яркости и цвета с расстоянием от ядра — он оказывается сходным с тем, какой наблюдается у гигантских E-галактик.

*) Обычно вид спектра описывают зависимостью $F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$, где F_ν — поток в $\text{вт/м}^2 \cdot \text{эц}$ и ν — частота в эц.

Являются ли квазары, по аналогии с N-галактиками, также гигантскими сферическими звездными системами с еще более аномально яркими ядрами — сказать пока трудно. Вокруг ближайших и не очень ярких квазаров действительно видны диффузные красноватые туманности размерами в несколько десятков килопарсек. Их исследование только началось. Так, например, в работе Вайлера и др. (1975) получен спектр туманности на расстоянии около $4''$ (12 кпс) от квазара 3C 48 ($m_v = 16$, красное смещение 0,367). Спектр оказался удивительно похожим на спектры газовых туманностей в нашей Галактике и на спектры ядер активных галактик. Это свидетельствует о более или менее нормальном химическом составе горячего газа периферийной области квазара 3C 48, что в свою очередь может быть связано с протекающими сейчас там процессами звездообразования. Фотоионизация может осуществляться или горячими звездами или ультрафиолетовым континуумом самого квазара.

Трудности с объяснением энерговыделения от ядер галактик и квазаров усугубляются тем, что генерируемые в них каким-то образом релятивистские частицы должны почти без потерь пройти сотни килопарсек, чтобы попасть в область протяженных радиокомпонентов.

В последние годы предложен также ряд механизмов генерации релятивистских частиц «на месте», т.е. в компактных источниках, вкрапленных в протяженные радиокомпоненты. Такая генерация могла бы происходить, например, на фронтах ударных волн, создаваемых в окружающем ядро вещество при движении через него выброшенных густых релятивистских частиц и тепловой плазмы с вмороженным в них магнитным полем.

В центральных областях нормальных эллиптических галактик, которые в 20% случаев являются радиоточечниками с мощностью выделения энергии на уровне $5 \cdot 10^{37} \div 5 \cdot 10^{40}$ эрг/сек, согласно последним данным Колла и др. (1975), часто (в половине случаев) существуют компактные радиоточечники размерами ≤ 4 кпс. В 2/3 случаев компактные источники сосуществуют с протяженными радиокомпонентами, давая на 6 см до 40% от общего радиопотока. Обладая плоскими ($\alpha < 0,5$) радиоспектрами, они заметно искривляют суммарный спектр. Мощность компактного центрального источника в

радиодиапазоне примерно пропорциональна третьей степени M_V галактики, в то время как мощность протяженных радиокомпонентов пропорциональна квадрату M_V . Интересно отметить, что функции радиосветимости ядер сферoidalных систем плавно сливаются с функцией радиосветимости квазароподобных объектов (рис. 11). Не исключено, что такое сходство не случайно. Можно предположить, что квазары эволюционируют в ядра обычных эллиптических галактик. В такой схеме эволюция квазаров по явлению стадий в жизни квазизвездной галактики, а стадия сильной радиогалактики не является фазой в жизни нормальной яркой Е-галактики. Значит, Е-галактика будет или не будет сильным радиосточником в зависимости от того, было ли ядро этой галактики на ранней стадии своего формирования квазаром или квазигалактикой. При этом предполагается, что радиокомпоненты, сформированные на стадии квазара, расширяясь и удаляясь от оптического объекта, продолжают излучать в радиодиапазоне на протяжении миллиардов лет.

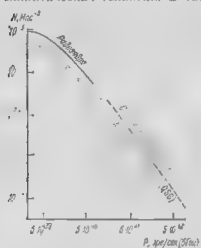


Рис. 11. Функции радиосветимости ядер нормальных Е-галактик и слабых квазароподобных радиосточников (квазаров QSG). Согласно данным итальянских радиометристов эти функции свидетельствуют о том, что в видимом может существовать объект с радиоизлучением силой. Но если общее — мощность излучения на 5000 $M_{\odot}$.

ники с характерной для квазаров радиоструктурой, отождествляемые с галактиками объектами от 17^m до 21^m . Для примерно 300 из них получены спектры и измерены красные смещения по линиям излучения. Самый далекий из известных (на конец 1976 г.) квазаров OQ 172 имеет $z = 3,53$. Из-за больших красных смещений

и гигантской абсолютной светимости квазаров, астрономы получили в некоторых случаях возможность изучать с Земли спектры вплоть до длины $\lambda_0 = 900 \text{ \AA}$ (из-за красного смещения $\lambda = \lambda_0 (1+z)$ этот диапазон смещается в видимый на Земле: $\lambda \approx 3300 \text{ \AA}$). В спектрах квазаров встречаются мощные и широкие водородные линии и резонансные линии ряда ионов тяжелых элементов: C IV, Mg II, Fe II и др. Они формируются в плотных ($\sim 10^4 - 10^7 \text{ см}^{-3}$) облаках небольших размеров (10^{11-13} см) и масс ($\sim 1 M_{\odot}$), выполняющих со скважностью $10^4 - 10^7$ протяженную (сотни парсек) область — оболочку квазара. Фотоионизация, вероятно, осуществляется мощным ультрафиолетовым излучением квазара. Кроме линий излучения, в спектрах квазаров встречаются многочисленные узкие линии поглощения, имеющие, как правило, меньшие красные смещения, чем линии излучения. По-видимому, линии поглощения встречаются двух сортов. Одни формируются на более холодной периферии расширяющейся оболочки квазара, другие — в галактиках или газовых облаках, расположенных далеко от квазара и случайно попавших на луч зрения.

Пространственная плотность мощных радиогалактик и квазаров в настоящее время составляет примерно 10^{-6} Мпс^{-3} .

В оптическом диапазоне квазары являются раз в 100 более мощными излучателями, чем галактики. Их средняя абсолютная звездная величина — $-25^m,5$, а наиболее яркие из них достигают -31^m . Для них, как и для ядер галактик, характерны колебания блеска в континууме. Иногда амплитуда изменения яркости достигает $2 - 3^m$ и более. Наряду с отдельными мощными вспышками, случающимися в одном объекте достаточно редко (один раз в несколько десятков лет) происходят и более плавные квазипериодические колебания яркости с периодами в сотни дней или несколько лет. Из 100 исследованных квазаров около 70% имеют амплитуду $0^m,5$ и всего лишь около 10% — больше 2^m в видимом диапазоне. Помимо мощного излучения в оптическом и радиодиапазонах квазары, по всей видимости, являются очень сильными излучателями в инфракрасном и рентгеновском диапазонах. Однако в силу их удаленности и не очень высокой чувст-

вительности аппаратуры в этих диапазонах наблюдения дают пока статистически значимые результаты лишь для самых близких квазаров, в частности, для квазара 3C 273 ($z = 0,16$).

В 1965 г. через два года после открытия квазаров, Сендидж обнаружил, что на высоких галактических широтах существует много голубых звездобразных объектов, которые по своим оптическим свойствам напоминали квазары. (Еще до открытия квазаров на объекты подобного типа обратил внимание Цвикки.) Однако эти объекты, в отличие от квазаров, являются очень слабыми радиосточниками. Такие «радиоспокойные» квазары получили название «квазизвездных галактик» (сокращенное QSG, или квазиги). Объекты типа квазаров и квазизвездных галактик вместе стали называть «квазизвездными объектами» (QSO). Пространственная плотность квазаров оказалась в 50 раз выше, чем плотность квазаров. Интересно, что примерно такое же соотношение пространственных плотностей наблюдается у сильных радиогалактик и нормальных, слабо излучающих в радиодиапазоне ярких эллиптических галактик. В среднем квазары мощнее и компактнее, чем радиогалактики, спектры их более пологие, их центральные радиокомпоненты гораздо мощнее, чем у радиогалактик, и сильно переизлучают.

Интересным отличием радиогалактики и N-галактик от квазаров является факт отсутствия последних скопления галактик, в то время как частота встречаемости в скоплениях радиогалактик пропорциональна частоте встречаемости в скоплениях эллипсоидальных систем. Это различие, вероятно, связано с разным временем жизни оптических объектов, отождествляемых с радиогалактиками и N-галактиками, с одной стороны, и квазарами — с другой. О короткой шкале времени жизни квазаров в оптических лучах ($\sim 10^7$ лет) свидетельствует также отсутствие физических пар квазар — квазар. Квазары являются, по-видимому, объектами типа ядер E-галактик^{*}, находящимися в необычайно бурной фазе своего развития.

^{*} Не исключено, конечно, что будут наблюдаться и объекты, являющиеся ранней стадией зародения ядер в спиральных галактиках. Кстати, по многим признакам как в радио-, так и в оптическом диапазоне, квазар 3C 48 может являться как раз объектом такого типа.

По-видимому, между квазарами и ядрами сферoidalных звездных систем существует и более глубокая эволюционная связь. Например, возможно, что квазар, представляющий собой бурную стадию формирования ядра в образующейся галактике, будет, эволюционируя, превращаться сначала в ядро N-галактики, а потом — в ядро радиогалактики. Правда, на этот счет существуют и другие точки зрения. Ряд астрофизиков считают, что квазары — это кратковременные (10^{6-7} лет), повторяющиеся раз в 10^8 лет, всплески в процессе эволюции каких-то неизвестных нам объектов (см. главу IV).

Общая энергия, выделяемая радиогалактиками, N-галактиками и квазарами, колоссальна. За время жизни порядка миллиардов лет они излучают в радиодиапазоне 10^{34-35} эрг. Откуда берется эта чудовищная энергия и в результате какого процесса ускоряются до ультрарелятивистских энергий (миллиарды электрон-вольт) ответственные за синхротронное излучение электроны — пока не ясно.

Квазары, из-за огромной своей яркости, видны с колоссальных расстояний, что позволяет использовать их для построения моделей Вселенной (правда, это затруднено большой дисперсией светимостей квазаров). В-первых, для ярчайших квазаров, так же как и для ярчайших галактик скоплений, можно строить диаграммы Хаббла, т. е. зависимость m от z . Во-вторых, по абсорбционным особенностям в спектрах далеких квазаров можно делать некоторые выводы о свойствах межгалактической среды. В-третьих, по виду зависимости величины фарадеевского вращения в радиодиапазоне от расстояния до квазаров можно получить некоторые ограничения величины регулярного межгалактического поля. По имеющимся оценкам, поле оказывается меньше 10^{-8} эс.

§ 5. Заключение

Мы кратко рассказали об истории обнаружения и свойствах некоторых основных типов метagalактических объектов: от нормальных галактик до квазаров. Исно, что при этом мы не могли останавливаться на отдельных очень интересных системах или группах объектов (например, на «лацертидах» — объектах схожих по свой-

вам с объектом BL Lacertae), которые в будущем могут оказаться представителями очень важных метagalактических популяций. Кроме того, история астрофизических открытий показывает, что по мере развития технических возможностей (новый диапазон, большая чувствительность или лучшее угловое разрешение) становится возможным обнаружение (или переоткрытие) объектов с новыми свойствами, существование которых могло и не вытекать из анализа уже имеющихся наблюдательных данных.

Несмотря на всю неопределенность и неполноту имеющихся в нашем распоряжении наблюдательных фактов о Большой Вселенной, представление о том, что основной и самой ярко выраженной структурной ячейкой являются галактики — вряд ли изменится. Понимание же условий и процессов, приводящих к образованию галактик, а также путей их дальнейшей эволюции, тесно связано с пониманием условий и процессов, ведущих к звездообразованию. Можно с уверенностью сказать, что ключ к пониманию природы тех или иных объектов Вселенной лежит в знании природы и темпа звездообразования в них, а это в свою очередь тесно связано с условиями в окружающей диффузной газило-пылевой среде. По-видимому, и для возникновения активных ядер важны процессы конденсации газа или звезд к центру галактики, где формируется глубокий потенциальный яма — тогда выделения гравитационной энергии может составить существенную часть энергии покоя падающего вещества. Правда, мы пока не знаем, посредством какого конкретного механизма гравитационная энергия (а может быть, и энергия вращения) перерабатывается в мощное тепловое излучение.

В последние годы все явнее вырисовывается связь основных характеристик галактик (таких, как масса, удельный момент вращения, средняя плотность и ее распределение по радиусу, содержание газа, входжение в скопления и др.) с темпом и пространственной структурой звездообразования, которые в конечном счете определяют все особенности эволюции и наиболее характерные наблюдательные проявления галактик того или иного типа.

ГЛАВА II АДНАВЯТЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЛАКТИК

Существование галактик представляет собой важнейшее свойство Вселенной. Космология — учение о Вселенной — не будет полной до тех пор, пока не будет внесена ясность в вопрос об образовании галактик.

Существование галактик означает огромную неравномерность в распределении вещества во Вселенной: средняя плотность вещества в галактиках в миллион раз больше плотности вещества, усредненной по всей Вселенной. Значительная часть галактик вращается и этим объясняется их форма — сплюснутая или спиральная.

Теория галактик не может развиваться без привлечения результатов из других областей астрономии.

В начале века единственным твердо установленным законом в астрономии был закон всемирного тяготения. Вызывает почтительное восхищение та целеустремленность и настойчивость, с которой астрономы изучали спектры и движение звезд, в то же время сознавая, что не решен основной вопрос — об источнике энергии звезд, о том, что делает звезду звездой.

Но, может быть, именно забвение этого вопроса, отодвигание его в подзаголовок, было условием, позволившим астрономам спокойно и методически выяснять те внешние параметры звезд, которые поддаются наблюдению? Пусть читатель простит это отвлечение в психологию ученых и логику науки. Ситуации повторяются. В настоящее время, в конце века, мы исследуем более трудные и более глубокие вопросы. В частности, мы исследуем движение звезд, понимая полностью, что такое звезда. Мы исследуем возникновение галактик в расширяющейся Вселенной. Но остается (пока) без ответа вопрос о том,

почему Вселенная расширяется, откуда взялась Вселенная? Может быть, правильный выбор вопросов, которыми нужно и можно заниматься в данный момент, и, во в меньшей степени, выбор вопросов, которые надо отложить, является необходимым залогом успеха работы, залогом реального поступательного движения науки вперед. Итак, зная только звездную динамику, астрономы аппроксимировали распределение звезд по скоростям и пришли к выводу, что для установления наблюдаемого распределения нужно $10^{12} \div 10^{15}$ лет. Появилась так называемая длинная шкала возраста галактик.

Однако в системах из большого числа частиц появляются своеобразные коллективные эффекты. Учет их показал — и это большая заслуга академика В. А. Амбарцумяна — что звездная динамика согласуется с гораздо меньшим возрастом галактик, порядка 10^{10} лет.

Тем временем возникла теория эволюции звезд, основанная на представлении о термоядерных реакциях как источнике энергии. Простая прифитетика позволяет найти полный запас энергии — сколько может выделиться энергии при превращении данной массы водорода в гелий или в железо (эти две величины отличаются всего в 1,25 раза). Сравнивая запас энергии со светимостью, получим предельный возраст звезды, за которым наступают ее угасание или катастрофа. Этот возраст порядка 10^{10} лет для звезд с массой, близкой к массе Солнца. Подолговью подтверждается «короткая» шкала эволюции галактик.

Исследование распространения различных химических элементов и изотопов, особенно радиоактивных, также подтверждает тот факт, что 10^{10} лет назад особенно активно проходили синтез ядер в звездах и выбрасывание этих ядер в межзвездную среду. Простой и убедительный пример дает нам уран. Можно догадаться, что в ходе синтеза изотопы урана U-238 и U-235 образовались примерно в одинаковом количестве. Для характеристики современного состояния вопроса отметим, что идут споры — равно ли начальное отношение $U-235/U-238 = 1,6$ или 1,2. Сегодня $U-235/U-238 = 0,007$. Скорость распада U-235 больше скорости распада U-238 (иш. ураспад U-235 происходит за $0,7 \cdot 10^9$ лет, U-238 — за $4,55 \cdot 10^9$ лет). Современное отношение соответствует интервалу от образования до сегодняшнего дня $\sim 5 \cdot 10^9$ лет.

Итак, не подлежит сомнению, что галактики в современном их виде (т. е. как скопления звезд) не вечны, имеют возраст порядка 10^{10} лет (это близко к современным оценкам возраста Вселенной).

Дальнейшее развитие астрономии в огромной степени зависело от радионейтральных результатов. Соотношение между радионейтральными источниками и чувствительностью радиотелескопов таково, что радиометоды позволяли проникнуть дальше, чем оптические.

Статистические подсчеты источников в разных участках неба подтверждают (с еще большим надежностью по сравнению с оптическими) сделанное выше заключение об однородности Вселенной в большом масштабе.

Еще большее принципиальное значение имело открытие перичного, так называемого реликтового излучения, равномерно заполняющего Вселенную. Свойства реликтового излучения доказывают, что в прошлом Вселенная прошла стадию горячей плотной плазмы, в которой установилось полное термодинамическое равновесие и, в частности, равновесный, планковский спектр излучения. В ходе дальнейшего расширения менялась температура излучения, но равновесный вид спектра сохранился. В целом эта концепция получала название теории горячей Вселенной; иногда говорят о горячем «большом взрыве» (английские термины «hot Universe», «Big Bang»). Образование галактик необходимо рассматривать как часть эволюции горячей Вселенной. В горячей Вселенной излучение постепенно охлаждается в ходе расширения. Температура его падает; наименьшая температура бесконечна (или по крайней мере сверхвыска, гораздо выше 10^{12} °K) в момент сингулярности, т. е. в момент начала современной эры расширения. В настоящее время температура излучения $T = 2,7$ °K.

Для теории образования галактик в этом интервале температур от ∞ до 2,7 или от 10^{12} до 2,7°K критическим является период, когда $T \approx 4000 \div 3000$ °K. Закон охлаждения такой, что этот период характеризуется «красным смещением», т. е. равным $1500 \div 1100$. Это — эпоха рекомбинации водорода, т. е. соединения $p + e^- \rightarrow H$.

При $z > 1400$ Вселенная заполнена ионизованной плазмой (p, e^- — ядра He) и излучением. Взаимодействие между электронами и излучением велико, так же как во-

лико взаимодействие между электронами и положительно заряженными ядрами гелия и протонами. При $z > 1400$ плазма вместе с излучением движется целиком, как одна жидкость. Упругость этой жидкости очень велика, скорость звука в ней около половины скорости света.

В противоположность этому при $z < 1000$ нейтральные атомы практически не взаимодействуют с излучением. В этот период Вселенная заполнена двумя газами, которые движутся независимо друг от друга даже когда находится в одной точке пространства. Один газ, фотонный, благодаря своей легкости и огромной длине пробега частиц (фотонов) оказывается почти однородным. Отклонения от идеальной космологической модели вызывают лишь малые возмущения фотонного газа. Эти возмущения тем не менее интересны, так как точные радионаблюдения дают принципиальную возможность исследования отклонений Вселенной от однородности.

Второй газ состоит из нейтрального водорода и гелия. Малые возмущения плотности и малые отклонения скорости от всеобщего расширения с течением времени увеличиваются. Давление во втором газе мало и не может помешать силам тяготения увеличивать возмущения плотности. В этой связи говорится о «гравитационной неустойчивости». Гравитационную неустойчивость всеобъемлюще приходится для объяснения того важного факта, что во Вселенной, мало отличающейся от идеальной «фридмановского» решения на ранней стадии (до рекомбинации), выработалась в настоящее время весьма неравномерное распределение вещества.

В соответствии с этой самой общей картиной дальнейшее изложение распадается на следующие параграфы.

Параграф первый посвящен рассмотрению периода до рекомбинации. Исследуются различные типы движения плазмы: колебания плотности и вихревые движения, роль вязкости и других диссипативных процессов в сглаживании возмущений. Рассматриваются также возмущения систем плазмы (так плазменные энтропийные возмущения).

Замечательный вывод теории заключается в том, что затухают движения плазмы в масштабе, соответствующем массам меньше $10^{13} \div 10^{14}$ масс Солнца ($M_{\odot}$). Направляется konstатация этого результата как данными о массах больших галактик и скоплений галактик.

Второй параграф посвящен движению нейтрального газа. Изложение естественно подразделяется на теорию малых возмущений и теорию завершающей стадии образования плотных облаков. Сущность движения газа, начальное давление которого мало, заключается в том, что нет сил, препятствующих сближению траекторий отдельных частиц газа. Лишь в последний момент пересечения частиц возникают ударные волны, останавливающие сближение. Теория предсказывает, что плотные облака газа должны быть сравнительно толстыми. Для усиления этого весьма существенного (!) вывода сначала рассматривается упрощенная задача о движении газа с заданным случайным начальным распределением скоростей, без каких-либо внешних или внутренних сил.

В третьем параграфе рассматриваются следствия образования плотных облаков газа и появлении ударных волн. Сюда относятся вопросы о температуре сжатого газа, о его излучении и охлаждении. Далее естественно возникает вопрос о превращении облака газа в скопление галактик, т. е. о дальнейшем распаде одного облака на более мелкие облака и об образовании звезд в этих облаках. Существенную роль играет возникновение вихрей скорости и турбулентности в сжатом газе. Теоремы, запрещающие возникновение вихрей при движении под действием сил тягости, недействительны после образования ударной волны.

В четвертом параграфе излагается турбулентная теория, авторы которой объясняют вращение галактик непосредственно вихревым турбулентным движением плазмы еще до рекомбинации. За последние годы подробно разобраны практически все варианты такой теории — от предположения о начальном движении с огромными скоростями ($0,5$ скорости света) до скромной начальной скорости $0,01c$ или меньше. Большая скорость приводит к сильным возмущениям идеальной космологической модели, к искажению спектра излучения. Облака газа движутся с большой скоростью, сталкиваются очень рано и дают протогалактики с недопустимо большой плотностью.

Эти трудности привели к теории «тихой» турбулентности с малой начальной скоростью. При таком выборе начальная турбулентность приводит к возмущениям плотности, которые затем усиливаются за счет гравитацион-

ной неустойчивости; протогалактики образуются достаточно поздно, причем плотность получается в разумных пределах. Но теперь начальная турбулентность не объясняет вращения галактик.

Последний, пятый, параграф посвящен некоторым следствиям различных гипотез, которые могут быть проверены радиоастрономическими методами.

Общие выводы заключаются в том, что возмущения плотности и соответствующие им продольные движения малой амплитуды ($v \approx 10^{-3} c$) в первичной плазме до рекомбинации, является наиболее вероятной причиной возникновения наблюдаемой в настоящее время структуры Вселенной — выделения скоплений галактик и самих галактик, их движения и вращения.

Выход в свет весьма подробной монографии Я. Б. Зельдовича и И. Д. Новикова «Строение и эволюция Вселенной» (1975 г.) позволяет нам в данной главе ограничиться более кратким, почти тезисным изложением, описывая промежуточные формулы и доказательства.

§ 1. Состояние и движение ионизованного вещества

Рассматриваем период, когда температура $T > 4000^\circ K$, $z > 1400$, газ почти полностью ионизован. Численные оценки в дальнейшем приводим, подставляя плотность вещества в настоящее время равной критической $\rho = \rho_c = 3H^2/8\pi G \approx 10^{-29} \text{ г/см}^3$ при постоянной Хаббла $H = 75 \text{ км/сек/Мпс}$. В конце рассматриваемого периода, через $10^{13} \text{ сек} \approx 3 \cdot 10^5 \text{ лет}$ после сингулярности, плотность обычного вещества составляет 10^{-25} г/см^3 , а плотности излучения $2 \cdot 10^{-21} \text{ г/см}^3$. В более раннюю эпоху плотность излучения превосходит плотность обычного вещества.

Весьма многозначителен тот факт, что движение плазмы к моменту рекомбинации не может быть произвольным; фундаментальная теория существенно ограничивает свойства движения (Сэлк, 1968). Ограничение заключается в том, что невозможны мелкомасштабные движения: если, например, на момент $t = t/2$ задать скорость в виде кривой рис. 12, а, то к моменту $t = t$, мелкие колебания кривой сгладятся, получится кривая вида рис. 12, б. Затухание мелких зигзагов кривой скорости экспоненциально зависит от их крутизны; никакое увеличение ам-

плитуды мелких зигзагов не спасет их от затухания. Механизм затухания заключается в обмене фотонами между соседними облаками. Расчет зависит от длины свободного пробега фотонов между двумя актами рассеяния на электронах. При заданной плотности вещества в нашу эпоху расчет принципиально лсен. Характерный размер нозатухающих возмущений (полупериод на рис. 12, б) порядка $\lambda/2 \approx 5 \cdot 10^{22} \text{ см}$ и более на момент t . Характерная масса получается умножением плотности на $(\lambda/2)^3$ и равна $M_\lambda \approx 10^{13} \div 10^{14} M_\odot$ (Пиблс и Ю, 1970; Чибисов, 1972). Возмущения скорости в большом масштабе никак не ограничены фундаментальной теорией. Лишь из наблюдений можно сделать вывод, что эти возмущения малы.

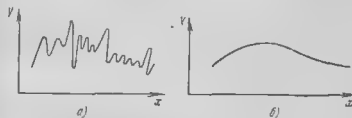


Рис. 12. Изменение распределения скорости в зависимости от координат из-за диссипативных процессов в расширяющейся Вселенной.

В зависимости от закона сжатия возмущений средняя масса образующихся облаков газа и скоплений в большей или меньшей степени превосходит M_λ . К этому вопросу мы вернемся позже. Независимо от деталей, остается впечатляющим совпадение приведенной выше величины M_λ , зависящей от зарида и массы электрона, и характерных величин массы галактик: средняя масса скопления галактик приблизительно равна M_λ .

Движение плазмы естественно делится на два типа: поперечное и продольное, или, другими словами, вихревое и потенциальное (сжимаемое, акустическое). Эти типы иллюстрируются рис. 13 (общее расширение для простоты на этих рисунках не учтено).

Два типа движений приведут к разным результатам после рекомбинации, — об этом в следующих параграфах. Но и далеко не только этих двух типов движений оказывается различным.

Продольные движения, связанные с возмущениями плотности, могут получиться за счет малого возмущения фридмановского решения. Они вполне совместимы с «идеальным» законом расширения вещества вблизи сингулярности; была изменена остается стандартная теория синтеза гелия, устоявшаяся и в целом подтвержденная наблюдениями.

Поперечные — вихревые скорости — ведут себя по-другому, причем это отличие специфически связано с общей теорией относительности. Ньютоновская теория тяготения подобна электростатике. Общая теория относительности подобна электродинамике, она включает аналог магнитного поля, зависящего от движения материи. Поперечное движение за счет такого рода эффектов вызывает вблизи сингулярности сильнейшее изменение

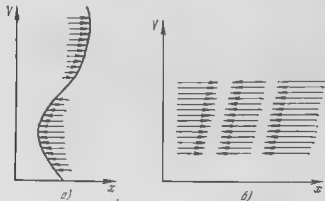


Рис. 13. Типичный вид распределения скорости вихревого (а) и потенциального (б) движений.

метрики пространства и сильные отклонения от идеальной картины расширения.

Поскольку сингулярность была в прошлом, то правильнее вместо «вызывает изменения» сказать так: для того чтобы были вихревые движения плазмы в данный момент t , нужно, чтобы раньше, в момент сингулярности, расширение происходило очень своеобразным способом, не похожим на теорию Фридмана. В последнее время Чи-

бисов (1975) показал, что все же можно совместить идеальную сингулярность и вихревое движение: нужно, чтобы какие-то частицы, двигаясь в сторону, противоположную движению плазмы, компенсировали влияние импульса и момента плазмы. Но для этого нужны такие частицы, которые могли бы проходить сквозь плазму не взаимодействуя с ней, без трения, без замедления. Гравитоны, т. е. поток гравитационных волн, являются подходящими кандидатами на такую роль.

Итак, фундаментальная теория оказалась достаточно гибкой и допускает в принципе любой вид движения. Общие принципы, которые позволили бы сделать выбор, еще недостаточно надежны. О характере движения плазмы придется судить на основании астрономических следствий той или иной гипотезы.

Но сначала упомянем еще об одном типе возмущений идеальной однородной картины. Плотность частиц — протонов, электронов, ядер гелия — может быть различной в разных точках пространства при одинаковой плотности фотонов. Последнее условие (постоянство плотности фотонов) обеспечивает постоянство давления, а также (вблизи сингулярности) постоянство общей плотности; в которую фотоны вносят главный вклад, и идеальный характер расширения. Такие возмущения называются энтропийными: удельная энтропия вещества пропорциональна числу фотонов, приходящихся на одно ядро, а число это оказывается непостоянным по пространству.

§ 2. Возникновение плотных уплотненных облаков газа в нейтральной среде с малыми начальными возмущениями плотности

Линейная стадия роста возмущений плотности. Приступим к рассмотрению второго этапа (см. Введение) — движения нейтрального газа. Нейтральный газ практически не взаимодействует с излучением, так как температура излучения мала и ничтожно число фотонов, способных возмущать газ.

Давление нейтрального газа (которое вычисляется по закону Клапейрона, $pV = RT$) также мало, и им можно пренебречь. Здесь уместно уточнить условия пренебрежения давлением.

Движение вещества непосредственно зависит только от градиента давления. В свою очередь градиент давления связан с неоднородным распределением плотности. Но неоднородность плотности приводит и к гравитационным силам (дополнительным по сравнению с силами в строго однородной Вселенной). Таким образом, нужно сравнить две силы — давления и гравитационную. Обе силы пропорциональны амплитуде возмущения (т. е. отклонению плотности газа от средней плотности), но они совершенно по-разному зависят от пространственного масштаба возмущений, т. е. грубо говоря, от расстояния между максимумами и минимумами плотности l . Градиент давления, очевидно, порядка $\Delta\rho/l$, т. е. обратно пропорционален l . Сила тяготения по закону Ньютона порядка $G\Delta m/l^2$, где Δm — масса возмущения — порядка $\Delta\rho l^3$, так что получается $G\Delta\rho l$, величина, пропорциональная l . Силы тяготения превосходят силы давления в случае возмущений большого масштаба. В предыдущем параграфе было отмечено, что общее движение плазмы — фотонов, электронов и протонов подвержено действию фотонной вязкости, особенно в конце первого периода. Возмущения типа общего движения малого пространственного масштаба затухают. Остаются только возмущения большого масштаба. Распределения плотности и скорости движения оказываются гладкими, плавноими функциями координат. Этот результат относится к концу первого периода (плазменного), и он наследуется вторым периодом (нейтрального газа). Отсюда следует важнейший качественный вывод: движение нейтрального газа практически не зависит от его давления.

В лабораторной газодинамике ролью давления можно пренебречь в том случае, если движение сверхзвуковое: силы давления нужно сравнивать с «инерционными» с кинетической энергией газа. В космологической задаче играет роль тяготение. Начальные возмущения скорости могут быть малыми, дозвуковыми — и все же давлением можно пренебречь, если выполнено условие, касающееся масштаба возмущений.

Сила тяготения с течением времени увеличивает неоднородности плотности и связанные с ними отклонения скорости: это явление называется гравитационной неустойчивостью (подробнее о ней см. главу V). Относи-

тельные возмущения плотности $\delta = (\rho - \bar{\rho})/\bar{\rho}$ растут пропорционально росту всех линейных масштабов, т. е. как z^3 или $(1+z)^{-3}$. Возмущения скорости, связанные с возмущениями плотности уравнением неразрывности, растут пропорционально квадратному корню из этой величины, т. е. $l^{1/2}$ или $(1+z)^{-1/2}$. Между тем скорость звука уменьшается в ходе расширения, потому что уменьшается температура реликтового излучения и плазмы.

Нелинейная стадия (одномерное рассмотрение). Равно или поодино наступает момент времени, когда возмущения плотности и скорости становятся порядка единицы ($\delta \approx 1$). Мы уверены, что такой момент в действительности неслучаен, так как существующие в настоящее время структурные образования (скопления, галактики) соответствуют $\delta \gg 1$. Переход от дозвукового движения к сверхзвуковому явнее не выделяется в ходе эволюции возмущений; очевидно лишь, что для возмущений в интересующих нас больших масштабах он происходит при $\delta \ll 1$, задолго до начала нелинейной стадии. Однако на последних стадиях роста возмущений ($\delta \gg 1$) сверхзвуковой характер движения приводит к образованию ударных волн (Зельдович, 1970). Этот факт поясним сначала на примере свободного движения вещества.

Рассмотрим простую задачу: в начальный момент вещество имеет постоянную плотность ρ_0 . Скорость v (по оси x) задана в начальный момент времени $t = 0$ как функция координаты x , $v = v_0(x)$. Каждая частица движется с постоянной (не зависящей от времени) скоростью, но для разных частиц эта скорость различна. Функция $v_0(x_0)$ гладкая. Как найти распределение скорости и плотности, получающиеся позже, при $t > 0$? Легко найти траекторию каждой частицы

$$x(x_0, t) = x_0 + v(x_0)t, \quad (2.1)$$

благодаря на нее не действуют силы и скорость ее постоянна.

Найдем плотность малого слоя частиц, расположенных вначале между x_0 и $x_0 + dx_0$: толщина слоя с течением времени меняется по закону

$$\begin{aligned} dx(t) &= x_0 + dx_0 + v_0(x_0 + dx_0)t - (x_0 + v_0(x_0)t) = \\ &= \left(1 + t \frac{dv}{dx_0}\right) dx_0. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Очевидно, плотность меняется обратно пропорционально толщине

$$\rho(x_0, t) = \rho_0 \left(1 + t \frac{dv_0}{dx_0} \right)^{-1}, \quad (2.3)$$

Представим себе область, в которой скорость убывает с ростом x_0 : передние частицы с большим x движутся медленнее, чем задние, $\frac{dv_0}{dx_0} < 0$, производная отрицательна: согласно формуле (2.3) будет момент, когда плотность станет бесконечной, знаменатель обратится в нуль! Для этого нужно $t = \left(\frac{dv_0}{dx_0} \right)^{-1}$. Это условие необходимо для того, чтобы пересеклись траектории двух соседних частиц. Зная кривую $v = v_0(x_0)$, можно найти ту частицу, которая первой среди всех остальных подвергается бесконечному сжатию.

В действительности при сильном нарастании плотности уже нельзя будет пренебречь давлением; даже при малом начальном давлении оно вырастает при неограниченном сжатии так, что остановит сжатие — максимальная плотность останется конечной. И все же, при малом начальном давлении простой расчет предсказывает характерную картину распределения плотности с растянутыми областями пониженной плотности и узкими областями высокой плотности (рис. 14 и 15). Если кривая начальной скорости симметричная и плавная, то области с данными положительными и отрицательными $\frac{dv_0}{dx_0}$ встречаются одинаково часто. Но в тот момент, когда отрицательная область дает $1 + t \frac{dv_0}{dx_0} = 0$, $\rho = \infty$, положительная даст

$$1 + t \frac{dv_0}{dx_0} = 2, \quad \rho = \frac{\rho_0}{2}.$$

Последняя стадия (трехмерная задача). В трехмерном общем случае движение сходится по любому направлению и скорость зависит от всех трех координат $v_x = v_x(x_0, y_0, z_0)$; $v_y = v_y(x_0, y_0, z_0)$;

$$v_z = v_z(x_0, y_0, z_0). \quad (2.4)$$

Если в начальный момент выделить ориентированный по осям координат кубик с ребрами $\Delta x_0 = \Delta y_0 = \Delta z_0$, то он

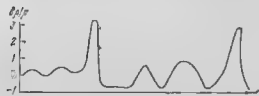


Рис. 14. Характерный профиль плотности в зависимости от одной координаты.

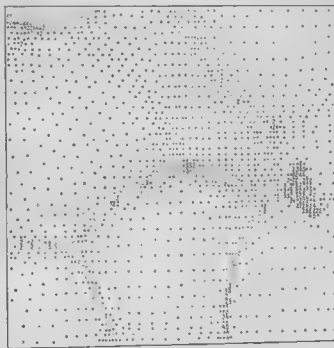


Рис. 15. Типичная картина распределения материальных точек на плоскости, полученная С. Ф. Шварцманом при численном моделировании двумерной задачи (см. текст). Числа обозначают число частиц, попавших в одну ячейку. В начале счета частицы рассредоточены в узлах правильной сетки с точностью до малых случайных возмущений.

превратится с течением времени в косой параллелепипед (каждая грань кубика, квадрат, превратится в параллелограмм, противоположные грани останутся равными и параллельными друг другу). Однако, всегда можно повернуть оси координат так, что кубик превратится в процессе движения в прямоугольный параллелепипед. В статистически заданном поле скоростей есть такие совокупности частиц, для которых все ребра параллелепипеда увеличиваются по сравнению с ребрами начального куба, но есть и такие, где уменьшаются все три ребра, а также и все промежуточные случаи. Размеры каждого ребра линейно зависят от времени, $\Delta x' = \Delta x_0(1 + \alpha t)$. При отрицательном α в определенный момент времени $t = (-\alpha)^{-1}$ ребро становится равным нулю. Одновременно стремится к нулю и объем куба, а следовательно, плотность вещества в нем обращается в бесконечность. Качественно все происходит как в одномерном случае, некоторое (конечное!) сжатие или расширение по другим осям не меняет принципиально картину сжатия. Нужно лишь проследить за выбором оси, по которой сжатие идет наиболее быстро. Можно найти также ту точку, в которой равные всех соседних достигается бесконечная плотность. При гладком распределении скорости в пространстве в начальный момент можно быть уверенным в том, что вслед за этой первой частицей сожмутся соседние. В силу той же гладкости направление оси, вдоль которой происходит главное сжатие, также мало отличается для соседних частиц. Значит, вся область сжатых частиц представляет собой тонкий диск. В начале процесса, вскоре после достижения бесконечной плотности первой частицы, диск маленький и плоский, с течением времени он увеличивается в размерах, становится в общем случае кривым, увеличивается его толщина и удельная (на 1 см^3) масса — все новые частицы натапливаются на диск и, останавливаясь, как бы прилипают к нему.

Эта картина элементарно прослеживается для взаимодействующих частиц. Но оказывается, что гравитационные силы приводят к качественно сходному движению; единственное условие заключается в том, что движение не должно мешать движению, чтобы можно было пренебрегать силами давления почти до конца сжатия. Различие между свободным движением (при котором

скорость частицы постоянна) и движением под действием сил тяготения проявляется в начале движения, т. е. в начале той второй стадии, когда газ становится нейтральным. Процесс нарастания возмущений в результате гравитационной неустойчивости был описан выше.

К сказанному можно добавить одну существенную деталь. Пусть в момент начала движения задано произвольное статистическое (случайное) распределение скоростей, ограниченное только условием гладкости. В таком поле скоростей есть и вихревая составляющая, и потенциальная (дивергентная). Дивергентная составляющая немедленно вызывает возмущения плотности. Эти возмущения (складываясь с начальными возмущениями на момент рекомбинации) создают растущие возмущения гравитационного потенциала. Но потенциал вызывает в свою очередь потенциальное, дивергентное движение. Вихревая часть скорости не подвергается усилению. Более того, вихревая скорость убывает в ходе расширения.

Пусть в начальный момент задана малая произвольная скорость, в которой обе составляющие — вихревая и потенциальная — одного порядка. К моменту z_0 , когда возмущения станут большими, скорость окажется почти строго потенциальной, вихревая составляющая окажется меньше потенциальной в отношении увеличения масштабов в ходе расширения

$$\frac{V_{\text{вихр}}}{V_{\text{пот}}} \approx \frac{V_{\text{вихр}}}{V_{\text{пот}}} \bigg|_{z_0} \cdot \frac{1+z_0}{1+z}, \quad (2.5)$$

где $z_0 \approx 1400$.

Выше, излагая картину сжатия кубика в прямоугольный параллелепипед (брусик), мы уже молчаливо использовали условие потенциальности скорости. В расширяющемся мире с потенциальными возмущениями каждое ребро параллелепипеда меняется по закону

$$h \propto t^{2/3} + \alpha t^{3/4}. \quad (2.6)$$

Числа α , для трех ребер разные (в той области, где хотя бы одно ребро сжимается, α может быть отрицательным). Благодаря потенциальности движения ориентация бруска в пространстве для каждой частицы с течением времени остается постоянной.

Наличие трех осей с независимыми законами расширения или сжатия по каждой оси, ориентация этих осей и характерные значения α_1 ; α_2 ; α_3 — все эти свойства движения заложены уже в начальном распределении скоростей (и начальном возмущении плотности, если оно отличается от нуля).

По заданному $\mathbf{v} = \mathbf{v}(r)$ находим $\operatorname{div} \mathbf{v} = \psi(r)$, а по уравнению

$$\Delta U = \psi(r) \quad (2.7)$$

находим потенциал скорости

$$U = U(r); \quad \mathbf{v}_{\text{пот}} = \operatorname{grad} U. \quad (2.8)$$

Остаток $\mathbf{v}_{\text{евр}} = \mathbf{v} - \mathbf{v}_{\text{пот}}$ представляет собой вихревую часть скорости, которой суждено затухать. Зная потенциальные скорости $\mathbf{v}_{\text{пот}} = \operatorname{grad} U$, можно построить тензор скоростей деформации a_{ik} и связанный с ним тензор деформации d_k . Очевидно, эти тензоры симметричны, откуда и следует возможность диагонализировать их: существует система координат, в которой оба тензора сводятся к виду

$$a_{11} \propto d_{11} = \alpha_1; \quad a_{22} \propto d_{22} = \alpha_2; \quad a_{33} \propto d_{33} = \alpha_3;$$

все остальные компоненты их равны нулю.

Плотность в заданной частице выражается формулой

$$\rho = \bar{\rho} (1 + \alpha_1 t^{2/3})^{-1} (1 + \alpha_2 t^{2/3})^{-1} (1 + \alpha_3 t^{2/3})^{-1} \quad (2.9)$$

и пока возмущения малы,

$$\rho \approx \bar{\rho} [1 - (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3) t^{2/3}] = \bar{\rho} (1 - I t^{2/3}); \quad (2.10)$$

возмущения зависят от одной только функции координат $I = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3$, т. е. растут пропорционально $t^{2/3}$ (закол для δ), сохраняя форму.

Но очевидно, что позже, когда δ становится порядка единицы, это подобие разрушается и не безразлично, чему равны α_1 ; α_2 ; α_3 в отдельности при заданной их сумме $I = I(r)$. В точке δ большим (по модулю) отрицательным α_1 плотность достигает бесконечности, как описано выше.

Детальное исследование показало, что при наличии гравитации приведенные формулы: 1) асимптотически точны при малых возмущениях любой формы; 2) строго верны в частном случае одномерных возмущений; 3) строго удовлетворяют общим теоремам: сохранения вещества, со-

хранения импульса, отсутствия вихря; 4) в общем случае правильно качественно описывают общий характер сжатия в тонкий диск (блин), но дают ошибку 20÷30% в количественных показателях — моменте образования бесконечной плотности, в давлении возникающей при этом ударной волны и т. п. При оценке метода надо иметь в виду статистический характер задачи, при котором начальное распределение скорости нам неизвестно — мы делаем о нем лишь те или иные гипотезы. В этой ситуации, как нам кажется, приближенная теория достаточно хороша. Уточнение движения под действием гравитационных сил полезно, однако главной задачей является исследование физических процессов после столкновения частиц, к которому мы и перейдем в следующем параграфе. Но предварительно следует обосновать следующие выше предположение о том, что начальное (на линейной стадии роста возмущений) распределение скоростей не было сферически-симметричным, а было анизотропным.

Анизотропия распределения скоростей на линейной стадии роста возмущений. Следует подчеркнуть, что анизотропный характер сжатия не является специфическим свойством нелинейной теории или специального задания начальных скоростей. Анизотропия возмущений тензора деформации заложена уже в линейной теории гравитационных возмущений.

Для доказательства этого принципиального утверждения рассмотрим частный случай, когда в начальный момент заданы возмущения плотности $\delta = (\rho - \bar{\rho})/\bar{\rho}$, а возмущений скорости нет, полагая (сверх Хаббловского расширения) скорость равна нулю. Линейная теория возмущений приводит к выводу, что это начальное состояние надо представлять как суперпозицию растущего возмущения

$$\delta_i = \frac{3}{5} \delta_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{2/3}, \quad U = \operatorname{div} \mathbf{v}_i = -\frac{2}{5} \delta_0 t^{-1/3} t_0^{-2/3} \quad (2.11)$$

и затухающего возмущения

$$\delta_d = \frac{2}{5} \delta_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-1}, \quad D_d = \operatorname{div} \mathbf{v}_d = \frac{2}{5} \delta_0 t_0^{-1/3} t^{-2/3} \quad (2.12)$$

Легко убедиться, что при таком выборе в начальный момент

$$\left. \begin{aligned} \delta &= (\delta_l + \delta_d)|_{t=t_0} = \delta_d; \quad D = D_l + D_d|_{t=t_0} = 0, \\ \mathbf{v} &= \mathbf{v}_r + \mathbf{v}_d = 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

С течением времени затухающим возмущением можно пренебречь и остается только растущее возмущение. Спрашивается, какое распределение скорости получилось в растущем возмущении? Непосредственно задано распределение дивергенции скорости. Кроме того, известно, что вихрь скорости равен нулю, поскольку в начальном состоянии вся скорость, а значит, и вихрь ее — равнялись нулю*). Поэтому скорости, соответствующую растущему возмущению, представим как градиент скаляра U — потенциала скорости. Согласно приведенным выше формулам предостит определить скорость $\mathbf{v}$ по заданному распределению в пространстве ее дивергенции $D = \text{div } \mathbf{v}$

$$D = \text{div } \mathbf{v} = -\frac{2}{5} l^{-1} l_0^{-2,3} \delta_d; \quad \mathbf{v} = \text{grad } U. \quad (2.14)$$

В терминах потенциала

$$D = \Delta U = -\frac{2}{5} l^{-1,3} l_0^{-2,3} \delta_d. \quad (2.15)$$

Итак, уравнение потенциала скорости подобно (отличается только знаком и множителем, не зависящим от пространственных координат) уравнению Пуассона для гравитационного потенциала возмущения

$$\Delta \varphi = 4\pi G \rho_d. \quad (2.16)$$

Процедура решения уравнения Пуассона хорошо известна. Она сводится к определению потенциала

$$\varphi = 4\pi G \rho \int \frac{\delta(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3 r'. \quad (2.17)$$

В этом решении проявляется действие гравитации: значение φ в данной точке и значения производных

*) В общем случае, если вихрь $\mathbf{v}$ не равен нулю в начальном состоянии, то он становится впоследствии в ходе расширения относительно малым и им можно пренебречь по сравнению с дивергенцией в растущем решении.

$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r_i \partial r_k}$ зависят в принципе от всего поля плотности, от распределения плотности вдали от данной точки. Какие же выводы следуют из всего сказанного для тензора скоростей деформации, т. е. для величины

$$a_{ik} = \frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial^2 U}{\partial r_i \partial r_k}. \quad (2.18)$$

Первый вывод сделал раньше — симметрия, $a_{ik} = a_{ki}$, т. е. отсутствие вихря, вращения.

Второй вывод заключается в том, что тензор a_{ik} не сводится к единичному из-за несимметричного распределения масс вдали от данной точки. Только след этого тензора $a_{ii} = \text{div } \mathbf{v}$ определяется локальной величиной плотности. Отдельные компоненты тензора зависят от всего поля плотности. В рассматриваемой задаче ($\mathbf{v} = 0$ при $t = t_0$) скорость возникает за счет гравитационных сил, вызванных неоднородностью плотности. Гравитационное поле данного возмущения плотности не исчезает вне области возмущения. Вне этой области возникает хорошо известный тензор притягивающих сил. Точечная масса в начале координат создает в точке $\mathbf{r}$ тензор

$$\Phi_{ik} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r_i \partial r_k} = \frac{3r_i r_k - r^2 \delta_{ik}}{r^5}. \quad (2.19)$$

Анизотропия тензора деформации есть результат приливных сил внешних возмущений. Эта анизотропия существует уже в первом порядке теории возмущений. Теперь можно отметить и то новое, что возникает в нелинейной теории по сравнению с линейной. След части тензора деформации, зависящего от приливных сил (и соответствующая часть дивергенции скорости) равен нулю.

В линейном приближении изменение плотности зависит только от начальной дивергенции (пропорционально начальному возмущению плотности) и не зависит от приливного действия соседних сил. В нелинейной теории, уже в следующем, втором приближении, — это положение изменяется. Представим себе куб, в котором две плоскости начали сближаться с определенной скоростью, а две другие — с той же скоростью удаляться. Его объем $V = l(l - vt)(l + vt)$ не постоянен, $\text{div } \mathbf{v} \neq 0$ только в мо-

мент $t = 0$, дивергенция скорости возникает сама, при движении по инерции *). Поэтому, когда мы выходим за рамки линейного приближения, оказывается, что рост плотности в данной частице зависит и от распределения плотности в соседних областях. Как апофеоз, именно влияние притяжных сил приводит к одномерному сжатию в «близи» вместо симметричного колла. Проследившая весь расчет, легко убедиться, что ориентация близи в пространстве определяется именно начальным распределением плотности вокруг данной частицы (в том числе, в принципе, и вдалеке от нее!).

§ 3. Картина сжатия газа на нелинейной стадии

Как было показано выше, решающим для достижения больших плотностей является движение вдоль одного из направлений. На соответствующей оси существует одна точка, в которой сжатие идет наиболее быстро и впервые достигается бесконечная плотность (в пренебрежении начальным давлением). Малая окрестность этой точки сжимается адиабатически, но основная масса вещества натачивается на уже сжатый газ: образуется ударная волна, бегущая по падающему веществу. Таким образом, в основной массе вещества сжатие происходит в два этапа — сначала адиабатическое, а затем в ударной волне, останавливающей вещество. В результате возникает очень своеобразное распределение вещества в формирующемся диске — «близи», с острым максимумом плотности в окрестности центра и быстрым убыванием на периферии. Наложение следует работам: Сюняев, Зельдович (1972), Дорошнев, Зельдович, Сюняев (1977), Дорошнев, Шандарин (1973).

Дальнейшая эволюция сжатого вещества в галактики и звезды определяется всей совокупностью процессов, протекающих в сжатом в «близи» веществе, и физическими условиями в нем — распределением плотности, температуры и скорости в сжатом веществе с одной стороны, различными неустойчивыми, развивающимися в эволю-

*) Можно только сказать, что дивергенция в пространстве лагранжевых начальных координат остается равной нулю, но изменение плотности зависит от дивергенции в эйлеровых координатах физического пространства.

ционирующем веществе, — с другой. Важную роль играет возникающее в сжатом веществе вихревое движение (напомним, что до сжатия в ударной волне движение вещества было безвихревым). Однако для анализа процесса возникновения ударной волны и последующей эволюции распределения температуры и плотности в сжатом газе достаточно рассмотреть упрощенную одномерную модель. Ниже мы увидим, где одномерное приближение перестает соответствовать действительности.

Предположим для простоты, что средняя плотность вещества во Вселенной равна критической $\rho_c = \frac{3H}{8\pi G}$

$= 5 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$, т. е. параметр $\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} = 1$. Здесь принято значение постоянной Хаббла, равное 50 км/сек/Мпс ; ρ — средняя современная плотность вещества во Вселенной.

Динамика сжатия. Зададимся законом движения

$$x = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/3} q - AR \left(\frac{t}{t_0}\right)^{4/3} \sin\left(\frac{q}{R}\right), \quad (2.20)$$

где x и q — эйлерова и лагранжева координаты частицы, R — характерный размер возмущений, t_0 — произвольный момент времени, A — амплитуда возмущений в данный момент. Условия малости возмущений в начальный момент времени приводит к требованию $A \ll 1$. В этой формуле первое слагаемое описывает обычное хаббловское расширение вещества, а второе — смещение частицы из положения равновесия под влиянием возмущения. Нетрудно убедиться, что для одномерного движения этот закон является точным решением уравнений гидродинамики с тяготением. Выбор конкретной зависимости $x = x(q)$ определяется структурой возмущений в начальный момент времени $t = t_0$. В качестве примера смещение выбрано пропорциональным $\sin(q/R)$.

Бесконечная плотность впервые достигается в точке $q = 0$ в момент $t = t_c$, определяемый условием

$$\left. \frac{\partial x}{\partial q} = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{1/3} - A \left(\frac{t}{t_0}\right)^{4/3} \cos\left(\frac{q}{R}\right) = 0 \right\} \quad (2.21)$$

$$q \ll 1, \quad t_0 \gg t_c$$

Подставляя красное смещение z , связанное со временем соотношением

$$(1+z) = \left(\frac{2}{3H_0 t}\right)^{2/3}, \quad (2.22)$$

где $H_0 = 50$ км/сек/Мпс — современное значение постоянной Хаббла, получим для момента возникновения близна

$$1+z_c = (1+z_0) \cdot 1 - \left(\frac{2}{3H_0 t_c}\right)^{2/3}, \quad (2.23)$$

Вводя вместо амплитуды A момент образования «близна» t_c (или z_c) и вместо лагранжевой координаты точки q безразмерную координату $\mu = q/\pi R$, перепишем (2.1) в виде

$$x = R \left(\frac{t}{t_c}\right)^{2/3} (\mu - \tau \sin \mu), \quad (2.24)$$

где $\tau = \left(\frac{t}{t_c}\right)^{2/3} = \frac{1+z_c}{1+z} \geq 1$. Скорость движения набегающего на диск вещества определяется соотношением

$$U = \frac{dx}{dt} = \frac{2}{3t} \left(\frac{t}{t_c}\right)^{2/3} R (\tau\mu - 2\tau \sin \mu). \quad (2.25)$$

При $\tau \approx 1$ и $\mu \ll 1$ получаем

$$U \approx -\frac{2}{3t} \left(\frac{t}{t_c}\right)^{2/3} R \mu. \quad (2.26)$$

Параметры газа, сжатого ударной волной. Найдём параметры сжатого в ударной волне вещества, пренебрегая возможными потерями тепла, т. е. предполагая адиабатическое изменение температуры и плотности в сжатом газе. Сжатое вещество рассматриваем как полностью ионизованный водород, причём затратами энергии на ионизацию пренебрегаем. Примем показатель адиабаты $\gamma = 5/3$, ударную волну считаем сильной, так что во фронте плотность возрастает в четыре раза ($\rho_2 = 4\rho_1$). При этих условиях нетрудно проверить, что положение фронта ударной волны описывается соотношениями

$$\left. \begin{aligned} \mu \ll 1; x_{sh} &= \left(\frac{t}{t_c}\right)^{2/3} R_c = \frac{(\pi \mu_{sh})^2}{3^2}, \\ \mu_{sh}^2 &= \frac{22}{3\pi^2} (\tau - 1). \end{aligned} \right\} \quad (2.27)$$

и плотности, давление и температура в сжатом газе равны (скорость определяется (2.26) при $\mu = \mu_{sh}$):

$$\rho_2 = 4\rho_1 = \frac{4\bar{\rho}}{(\pi \mu_{sh})^2} \approx 10^{-28} (1+z_c)^2 (\mu_{sh})^{-2} \text{ г/см}^3,$$

$$P_2 = \frac{4}{3} \rho_1 U^2 \approx \frac{4}{3} \bar{\rho} U_0^2 = 3 \cdot 10^{-13} (1+z_c)^1 \text{ бар},$$

$$T_2 = \frac{U^2}{2c_p} \approx 2 \cdot 10^8 (1+z_c)^2 (\mu_{sh})^2 \text{ К},$$

$$U_0 = R \left(\frac{t}{t_c}\right)^{2/3} R_c \approx 1,5 \cdot 10^7 (1+z_c)^{1/2} \text{ см/сек},$$

(2.28)

где $\bar{\rho} = (6\pi G t^2)^{-1}$, c_p — теплоемкость при постоянном объеме. Величина μ_{sh} определяет долю вещества, прошедшего через ударную волну. Численные значения даны для характерного размера возмущений $R = R_c = 6 \cdot 10^{24} (1+z)^{-1}$ см и $\bar{\rho} = 5 \cdot 10^{-30} (1+z)^3$ г/см³.

Полученные формулы дают представление о структуре сжатого вещества. Центральная часть «близна» не проходила через ударную волну и осталась сравнительно холодной и плотной. Учет малого (но конечного!) начального давления устранил бесконечную плотность в центре «близна», но меняя сделанных выше оценок при $\mu \geq \mu_{sh} \approx 10^{-2} (1+z)^{1/2}$ при выбранных выше параметрах. Во внешних частях «близна» с ростом μ_{sh} быстро убывает плотность, но возрастает температура газа. Если не учитывать гравитационного давления вещества (оно мало по сравнению с давлением набегающего потока ρU^2 при $\mu \ll 1$), то рост температуры и падение плотности в точности компенсируют друг друга и давление остается постоянным. На самом деле при не очень малых значениях μ давление медленно убывает со временем.

Однократным охлаждением нельзя пренебрегать в интервале температур $10^4 \text{ К} \leq T \leq 5 \cdot 10^5 \text{ К}$. В этой области температур эффективно складывается радиационное охлаждение, и температура газа быстро убывает до величины 10^4 К . Как известно, оптически толкая водородная плазма рекомбинирует при $T \approx 10^4 \text{ К}$ и практически перестает терять энергию на излучение. Поэтому температура остывающих областей «близна» должна стабилизироваться на

значениях, близких к 10 000 градусов. Наоборот, самые горячие внешние слои «блина» не успевают остыть и за все время жизни Вселенной. Отметим, что остывание газа происходит при постоянном внешнем давлении.

В рассматриваемой одномерной задаче остывающий до температуры $T \approx 10^4$ К газ сжимается к центральной плоскости; возникает единый слой холодного газа, окруженный с обеих сторон слоем горячего, не успевающего остыть газа (рис. 16). Этот вывод не всегда справедлив в условиях реальной трехмерной задачи, что важно для проблемы фрагментации «блина» на галактики; подробнее он обсуждается ниже. Приближенная тепловая картина сжатия «блина» была построена Сюняевым и Зельдовичем (1972). Численные расчеты тепловой и гидродинамической задачи для различных начальных возмущений проводились Дорошкевичем и Шандариным (1973).

Остывание газа сопровождается высвечиванием его тепловой энергии. Светимость и спектр излучения «блина» сильно зависят от момента его возникновения z , вида начального смещения и параметров космологической модели. При расчете спектра излучения «блина» необходимо также учитывать расширение сжатого газа в плоскости «блина», сопровождающееся понижением температуры. Характерный вид распределения давления, температуры и плотности и вид спектра излучения «блина»,

Рис. 16. Схематически зависимость температуры от лагранжевой координаты в направлении, ортогональном плоскости «блина».

рассчитанные численно, приведены на рис. 17 и 18. Нагрев и ионизация межгалактического газа. Очень важен вопрос о судьбе газа, не вошедшего в состав «блинов» и остающегося между скоплениями галактик. В предлагаемой теории часть газа, сжатого ударной волной, остывает и превращается в галактики, часть остается

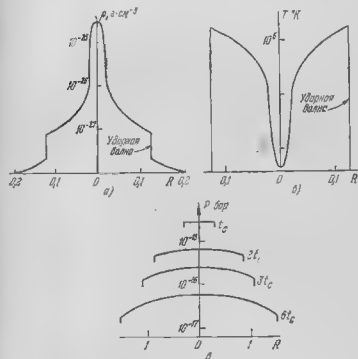


Рис. 17. Зависимость плотности (а), температур (б) и давления (в) от лагранжевой координаты, ортогональной плоскости «блина», согласно численным расчетам одномерной задачи.

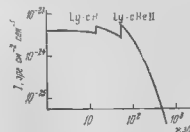


Рис. 18. Характерный вид спектра излучения «блина» согласно одномерным численным расчетам.

горячей и входит в состав скоплений галактик. Не прошедший через ударные волны газ остается холодным и ионизуется излучением «блинов» и, возможно, квазаров.

Излучение отдельного «блина» довольно слабо зависит от момента возникновения «блина», но очень сильно от начального вида спектра возмущений плотности ρ от массы «блина». Результаты расчетов излучения отдельного «блина» с $M = 10^{11} M_\odot$ приведены на рис. 18.

Экспериментально мы знаем плотность нейтрального водорода в окрестности квазаров с красным смещением $z > 2$ (верхний предел $n_H < 10^{-11} \text{ см}^{-3}$) и интенсивность фонового излучения Вселенной в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах. Для сопоставления теории с этими экспериментальными данными требуются сложные расчеты, обязательно учитывающие статистичность излучения, неодновременность возникновения и различие в массах отдельных «блинов».

Первые (очень грубые) попытки произвести такие расчеты были сделаны Дорошкевичем и Шандарным (1975). Было показано, что существующие эксперименты не противостоят рассматриваемой теории. Однако необходимы были тщательные расчеты, прежде всего распределения блинов по массам и по моментам образования z . Кривая зависимости плотности нейтрального водорода от красного смещения, рассчитанная в этой работе, приведена на рис. 19.

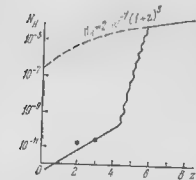


Рис. 19. Возможная зависимость плотности нейтрального водорода от красного смещения (аналитический расчет). Показаны экспериментальные точки, полученные по излучению спектров далеких квазаров.

Для сравнения приведены значения плотности нейтрального водорода, соответствующие оптической толщине $\tau = 1/2$ и линии L_{44} . Рассчитанный в этих условиях интегральный спектр излучения межгалактического газа и «блинов» приведен на рис. 20 вместе с экспериментальными данными о фоновом излучении, собранными в обзоре Лангея и Сюняева (1971). Наиболее чувствительным методом детектирования межгалактического излучения газа, нагретого в блинах, является

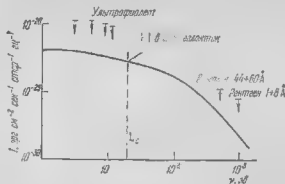


Рис. 20. Рассчитанный спектр межгалактического фонового излучения. Показаны экспериментальные верхние границы.

излучение водорода на периферии современных галактик (Сюняев, 1969).

Происхождение вращения галактик. Два важнейших типа галактик — спиральные и неправильные — представляют собой упорядоченные структуры из звезд и газа, обладающие большим моментом вращения. Означает ли это, что момент вращения галактик имеет релятивистскую природу, т. е. что еще на радиационно-доминированной стадии расширения Вселенной возмущения скорости были вихревыми? Озерный и Черняк (1968), Озерной и Чибисов (1971), Ойме и Силк (1973) и ряд других авторов считают, что вращение галактик можно объяснить только в вихровой теории образования галактик.

Побул (1968) первым отметил, что вращение галактик можно получить в теории чисто потенциальных возмущений плотности. Оно возникает из-за приливного взаимодействия протогалактик как на линейной, так и на нелинейной стадиях их сжатия. Авторы этой статьи полагают, что наблюдаемые вращение галактик можно объяснить в теории потенциальных (адиабатических или зипронийных)

малы, их влиянием на процесс фрагментации диска и redistribution галактик можно пренебречь.

Фрагментация диска и образование галактик в центральной части «блина». В центральных областях «блина» вихревые движения сравнительно слабы и не препятствуют образованию единого тонкого слоя холодного recombinированного газа. Этот слой обладает весьма малым удельным моментом вращения, поскольку толщина слоя невелика. Простые оценки показывают, что удельный момент вращения объектов, возникающих в этой области, не превышает величины

$$l_1 \approx 10^{20} (2 - 1)^2 (1 + z)^{-3/2} \text{ см}^2/\text{сек}, \quad (2.31)$$

что очень мало по сравнению с характерным удельным моментом спиральных галактик $l_1 \approx 10^{29} \div 10^{30} \text{ см}^2/\text{сек}$.

В холодной плотной части диска создаются условия, благоприятные для образования отдельных объектов малой массы. Главную роль в этом процессе играет гравитационная неустойчивость, развивающаяся в специфических условиях: внешнее давление, равное давлению на фронте ударной волны, намного превосходит силы тяготения (Сюннен и Зельдович; 1972). Как известно, для плоского слоя в случае длинноволновых возмущений (длина волны возмущения велика по сравнению с толщиной диска) давление не играет роли, и скорость нарастания возмущений пропорциональна $e^{\omega t}$, где $\omega = \sqrt{2\pi G \sigma k}$, σ — поверхностная плотность вещества в диске.

Поскольку $\omega \sim 1/k$, то быстрее нарастают самые короткие волны, для которых еще применима формула $\omega \sim 1/k$. Граница применимости этой формулы связана со стабилизирующим влиянием давления газа. В том случае, когда внешнего давления нет, давление стационарного слоя тоже определяется его поверхностной плотностью ($P_{\text{ст}} = 0,5 \text{ лбОк}^2$) и новых параметров по сравнению с обычной теорией Джинса (для безгравитационной среды) не возникает. В этом случае максимальное значение ω определяется толщиной слоя $k_{\text{max}} \approx d^{-1}$. Поверхностная плотность $\sigma = 2\rho d$ и поэтому $\omega_{\text{max}} \approx \sqrt{4\pi G \rho}$ в согласии с теорией Джинса.

Но если тяжелый слой сжат с обеих сторон легким газом и давление на поверхность слоя много больше гра-

витационного давления, то гравитация играет роль лишь в плоскости диска. При этом критический размер возрастает в том же отношении, что и давление $k_{\text{max}}^{-1} \approx \frac{dP}{\rho_{\text{ст}}}$.

Сравнение с классической теорией Джинса показывает, что характерные массы, играющие роль массы Джинса, и время нарастания возмущений в рассматриваемых условиях увеличиваются в $\delta = (k_0 d)^{-1}$ раз (d — толщина слоя, $k_0 = a_0/t_0$, a_0 — скорость звука, $t_0 = (4\pi G \rho)^{-1/2}$ — гидродинамическое время среды). Численные оценки (Дорошкевич и Шаширин; 1974) показывают, что центральный холодный слой распадается на массы, близкие к

$$M_0 \approx 10^8 (\Omega)^{-1/2} (1 + z)^{2/3} M_{\odot}. \quad (2.32)$$

Эти объекты в ходе дальнейшей эволюции распадутся на отдельные звезды и превращаются в шаровые скопления (звезд).

После распада на отдельные облака в центральной части «блина» возникают наиболее массивные образования типа гигантских эллиптических галактик с массой $M \approx 10^{12} \div 10^{13} M_{\odot}$, обладающие небольшим удельным моментом. Параметры возникающих галактик определяются процессом сферизации «блина».

Эволюция внешних частей «блина». В эволюции внешних частей «блина» большую роль играют вихревые скорости, приводящие к турбулентным движениям газа. Поскольку энергия турбулентных движений велика, то не образуется единого тонкого слоя остывшего газа (что характерно для центральных областей «блина»), но из-за тепловой неустойчивости остывающего газа возникает толстый слой отдельных облаков остывшего газа, движущихся в горячем газе. Толщина слоя определяется соотношением гравитации и кинетической энергии движений облаков. Оценки показывают, что средняя плотность слоя, занятого облаками, близка к средней плотности газа до остывания, и слой распадается под действием гравитационной неустойчивости на облака, масса которых определяется толщиной этого слоя. Характерные параметры образующихся галактик примерно следующие:

$$\left. \begin{aligned} M &\approx 10^{10} \div 10^{11} M_{\odot}, \\ l &\approx 3 \cdot 10^{20} (1 + z)^{-1} \text{ см}^2/\text{сек}. \end{aligned} \right\} \quad (2.33)$$

Эти диффы близки к принимаемым сегодня значениям массы и углового момента вращения спиральных галактик. Характерная (минимальная) масса облаков, возникающих из-за тепловой неустойчивости остывающего газа, определяется теплопроводностью горячего газа и близка к значению

$$M_{cl} \approx 10^6 \Omega^{-1/2} M_{\odot} \quad (2.34)$$

что в свою очередь близко к массе шаровых скоплений и карликовых галактик.

§ 4. Обсуждение вихревой теории*

Вихревая теория образования галактик имеет длинную историю. Ее истоки восходят к теории образования Солнечной системы: вращение всех планет вокруг Солнца в одном направлении, практически в одной плоскости указывает на образование всей системы из одного вращающегося облака газа.

Обратимся к большим структурным единицам. Вращение спиральных и части эллиптических (сплюснутых) галактик можно считать убедительно доказанным. Большой прогресс произошел в связи с развитием радиоастрономии — доплеровское смещение радиолинии $\lambda = 21$ см нейтрального водорода позволяет определить скорости газовых облаков с точностью лучшей, чем определение скоростей звезд оптическими методами.

Нет сомнения, что центробежная сила в спиральных и эллиптических галактиках компенсирует силу тяготения и обеспечивает длительные сохранение формы. Возраст нашей Галактики порядка 10^{10} лет, время оборота $2 \cdot 10^8$ лет, характерное время падения Солнца на центр (если бы не было центробежной силы) $5 \cdot 10^7$ лет — сопоставление этих чисел убедительно говорит о стационарности Галактики и о роли вращения.

Гораздо менее определены данные, касающиеся вращения скоплений галактик. Не исключено, что вторые, утверждения существования вращения скоплений галактик, подвержены сильному психологическому влиянию аналогии между структурными единицами разных масштабов, между галактиками и скоплениями галактик.

Отметим, что попытки обнаружить общее вращение всей наблюдаемой Вселенной (с таким вращением было

бы связано существование выделенного направления в пространстве — общей оси!) привели к отрицательным результатам.

На этом наблюдательном фоне и возникли теории, в основе которых находится непосредственное объяснение вращения галактик — вращением или вихревым движением того первичного вещества, из которого они произошли*).

Поскольку нет общего вращения Вселенной, приходится говорить о турбулентности; различные части совершают разные статистически распределенные вихревые движения. Первично, до рекомбинации, вещество состояло преимущественно из фотонов (так называемый радиационно-доминированный период). Трение электронов и протонов при движении относительно фотонов было велико, все вещество могло двигаться только вместе с излучением. Отсюда появляется идея и название «фотонная турбулентность», «фотонные вихри».

В цепи рассуждений, ведущих к фотонной турбулентности, важную роль играет теорема сохранения вихря. Гравитационные силы потенциальны, они не могут изменить вещество, всякое вращение, казалось бы, перично.

Отметим сразу, что этот аргумент оказывается отнюдь не таким строгим и неизбежным, как кажется на первый взгляд. В самом деле, вращение и вихрь это не одно и то же. Гравитационное взаимодействие поперечных тел может привести к их вращению. В первый момент вращение это своеобразное, безвихревое (противоречия здесь нет), а уже потом диссипация — вязкость — переводит систему на рельсы вращения с вихрем, отличным от нуля. В бесстолкновительных звездных системах эффективная диссипация велика (Пиблс, 1974; Рузайкин, 1975).

Теорема о сохранении вихря справедлива для сплошного газа лишь до тех пор, пока не возникают ударные

*) Список работ, посвященных этой теме, следует начинать со статей Вейлкендера и Гамова. Однако важнейший период в развитии вихревой теории образования галактик начался после появления серии статей Озерного и Чернила (1968; 1970). Многие работы этой теории рассмотрены в работах Озерного и Чибисова (1970; 1972), Чибисова (1972), Озерного и Курсыкова (1974), Чернила (1974), в книге Орта (1971), Пиблса (1970), Яйса и Салла (1973), Тонкы и др. (1972), Джозефа (1974) и других.

4 Изд. ред. С. Б. Полянского

волны. Но теория роста потенциальных возмущений так же и приводит к необходимости ударных волн. Как отмечено выше, отсюда, естественно, следует возникновение вихря на сильно нелинейной стадии развития потенциальных возмущений.

Таким образом, вихревая теория во всяком случае не является обязательной или неизбежной. Перед тем как ниже мы перейдем к полуквантованным оценкам и сопоставлению с наблюдениями, остановимся вкратце на другой стороне дела, на том, почему желательна вихревая теория, в чем секрет ее привлекательности.

В астрономии путь познания часто идет в следующем последовательности: 1) свободно выбранный гипотеза, 2) теоретические, расчетные следствия гипотезы, 3) сопоставление следствий с наблюдениями, 4) выводы о приемлемости гипотезы. Сам «свободный» выбор гипотезы обусловлен априорными с другими явлениями, общими принципами и, не в последнюю очередь, принципом оптимальности. Необходимостью высказать нечто ранее не высказывавшееся.

Каковы причины выбора гипотезы фотонных вихрей? В обыденной жизни турбулентное движение встречается часто. Упорядоченное движение воды в реке при взаимодействии с руслом рождает турбулентность. Энергия вихревого движения воды во много раз превосходит энергию акустического движения. То же самое происходит при размешивании воды в стакане ложечкой. Общая причина заключается в том, что имеется фактор, вызывающий нарушение термодинамического равновесия, — звуковое движение, течение или движение ложечки. Имелся ли такой фактор на ранних стадиях расширения Вселенной?

Какие гипотезы можно сделать о состоянии Вселенной вблизи сингулярности? Одна гипотеза — консервативная, по терминологии Пиблса, — гипотеза о возмущениях, не нарушающих метрику Фридмана. Так мы приходим к представлению о квазиизотропном решении (локально фридмановском вблизи сингулярности). В этом решении вообще нет места вихревому движению.

Недавно Чибисов (1975) показал, что возможен особый специальный режим движения: вещество (включая фотоны) вращается в одну сторону, а гравитоны — в другую. Общий (усредненный по другим «жидкостям») — плаз-

ме и гравитонам) вихрь равен дуэлю и метрика подобна фридмановской. Искусственна ли такая картина? Это пока не ясно. Нельзя отрицать, что она возможна и непротиворечлива. Не будем останавливаться здесь на вопросах, связанных с теорией сингулярности, с квантовыми явлениями при плотности 10^{95} г/см³ и другой подобной экзотикой. Мы надеемся, что анализ этих вопросов приведет к созданию фундаментальной теории, определяющей характер возмущений. Но в настоящее время этого еще нет. Поэтому мы будем ограничивать себя в выборе того или иного характера движения на момент рекомбинации, основываясь только на наблюдательных данных.

В настоящее время развитие теории вихревых возмущений привело к отказу от ее первоначального варианта с сильной турбулентностью. Согласно последним работам Курскова и Озерного (1974) более вероятным является вариант теории со слабой турбулентностью *).

Вариант с сильной турбулентностью. Турбулентная скорость в антропосодержащем масштабе с $M_0 \approx 3 \cdot 10^{12} \Omega \Delta$ и $R_0 \approx \frac{100 M_{pc}}{1+z}$ очень велика: $\frac{v}{c} \geq 0,3 \Omega^{1/4}$

на момент $z_{eq} = 2 \cdot 10^4 \Omega$, когда плотность вещества ρ_m по Вселенной равнялась плотности излучения $\rho_r = \frac{cT^4}{4\pi}$. При $z_r < z < z_{eq}$ скорость уменьшается по закону $v \sim (1+z)^2$. Тем не менее после рекомбинации, когда резко падает скорость звука, вихревые скорости оказываются сверхзвуковыми и столь большими $\left(\frac{v}{c} \geq 0,015 \Omega^{-3/4}\right)$, что должны возникнуть ударные волны. Быстрый отбор энергии у плазмы при комптоновском рассеянии реликтового излучения на «горячих» электронах приводит к охлаждению и сильному (в миллионы раз) сжатию вещества, прошедшего через ударную волну. В результате должны образоваться сверхплотные тела большой массы $10^{13} \div 10^{15} M_\odot$. К образованию наблюдаемых объектов этот вариант теории привести не может. В этом варианте чрезмерно велики искажения спектра реликтового излучения, связанные с дисси-

* Эти понятия по тождественности с понятиями «бурный» и «тихий» варианты теории, встречающимися в следующей главе. (Прим. ред.)

нашей энергии вихревых движений как на дорекомбинационной, так и на послерекомбинационной стадиях расширения Вселенной.

Вариант со слабой турбулентностью. Скорости малы: $\frac{v}{c} < 0,3\Omega^{1/4}$ на момент z_{eq} . Ударные волны после рекомбинации не образуются. Вихревые скорости при $z < z_{eq}$ уменьшаются по закону $v \sim (1+z)$. Они никогда сами не могут привести к образованию неоднородностей с $\Delta\rho/\rho \geq 1$.

Однако вихревые движения после рекомбинации генерируют малые потенциальные возмущения плотности, которые могут, нарастая, со временем приводить в дальнейшем (по описанной в предыдущих параграфах схеме) к образованию наблюдаемых объектов. На более ранней стадии затухающие вихревые движения генерируют также затухающие возмущения. Таким образом, в варианте со слабой турбулентностью вихревые движения являются источником потенциальных возмущений плотности, которые становятся главными на стадии расширения после рекомбинации. Масштаб, в котором теплопроводность и вязкость на дорекомбинационной стадии приводит к диссипации вихревых движений, несколько меньше, чем в случае потенциальных возмущений. Этот масштаб соответствует $\mathcal{M}_0 = 5 \cdot 10^{12} \Omega^{-7/2} \mathcal{M}_*$. Энергонесущий масштаб $\mathcal{M} > \mathcal{M}_0$ при $\Omega > 0,1$.

При $z_{eq} > z > z_{rec}$ в масштабах $\mathcal{M}_0 < \mathcal{M} < \mathcal{M}_*$ устанавливается колмогоровский спектр $v \sim R^{1/3} \sim \mathcal{M}^{1/2}$. При $\mathcal{M} < \mathcal{M}_0$ движения экспоненциально слабы. Генерируемые турбулентностью послерекомбинационные потенциальные движения максимальны в масштабе $\mathcal{M}_0$, так как после рекомбинации именно в этом масштабе максимально отношение турбулентной скорости к хаббловской $\frac{v}{H} \sim R^{-2/3}$. Поэтому характерным масштабом для растущих возмущений является $\mathcal{M}_0$, а не $\mathcal{M}_*$.

Вклад первичных вихревых движений во вращение галактик. Так как масштаб $\mathcal{M}_0$ намного превышает массу ординарной спиральной галактики, то, по аналогии с потенциальной теорией, ему следует поставить в соответствие скопления галактик. Оценим вклад первичных вихревых движений во вращение скопления.

На момент рекомбинации скорость в масштабе $\mathcal{M}_0$ была порядка

$$\frac{v}{c}(\mathcal{M}_0) \approx \frac{v}{c}(\mathcal{M}_*) \left(\frac{\mathcal{M}_*}{\mathcal{M}_0} \right)^{1/2} < 5 \cdot 10^{-3} \Omega^{-3/4},$$

средняя плотность вещества в наблюдаемых скоплениях галактик близка к $N = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, что в $3 \cdot 10^6 \Omega$ раз меньше средней плотности вещества во Вселенной в период рекомбинации $z \sim 1000$. Значит, вихревая скорость в масштабе $\mathcal{M}_0$ должна была уменьшиться в $(3 \cdot 10^6 \Omega)^{1/2} \approx 10^2 \Omega^{1/2}$ раз до $\frac{v}{c} \approx 5 \cdot 10^{-3} \Omega^{-10/12}$. При дроблении протоскопления на отдельные галактики с $\mathcal{M} \ll \mathcal{M}_0$ основная часть момента вращения должна сосредоточиться в орбитальном движении галактик, а не во вращении индивидуальных галактик.

Если в скоплениях n галактик, то при однородном вращении протоскопления с угловой скоростью $\omega \sim \frac{v}{R}$ каждая протогалактика будет иметь начальную скорость вращения в $n^{1/3}$ раз меньше, чем все скопление. При сжатии протогалактики скорость вращения возрастет в 20 раз так как средняя плотность вещества в галактиках в 10 раз выше, чем в скоплениях галактик.

Для галактик с $\mathcal{M} \sim 10^{11} \mathcal{M}_*$ имеем

$$n \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_*} \sim 500 \quad 7/2$$

и окончательно получаем

$$\begin{aligned} \frac{v}{c} &< 0,32^{1/4} \frac{z_r}{z_{eq}} \left(\frac{\mathcal{M}_D}{\mathcal{M}_*} \right)^{1/8} \left(\frac{N_{скуп}}{N_{вср}} \right)^{1/3} \left(\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_D} \right)^{1/3} \left(\frac{N_{rad}}{N_{скуп}} \right)^{1/3} = \\ &= 0,3 \cdot \frac{1}{z_{eq}} \left(\frac{\mathcal{M}^3}{\mathcal{M}_* \mathcal{M}_D} \right)^{1/8} \left(\frac{N_{rad}}{N_0} \right)^{1/3} = 1,5 \cdot 10^{-4} \Omega^{-5/12}. \end{aligned}$$

При любом $\Omega > \frac{1}{30}$ эта скорость меньше наблюдаемой скорости вращения основной доли вещества нашей Галактики, для которой $\frac{v}{c} \sim 10^{-3}$. Более точные оценки, оперирующие с удельным угловым моментом вещества, не меняют основного вывода: в варианте со слабой турбулент-

ностью вихревой теории первичные вихри не могут обеспечить наблюдаемое вращение галактик.

Отметим, что Курсов и Озерной (1974) выбрали границу между «бурыми» и «тихими» вариантами таким образом, что при граничном $\frac{v}{c} = 0,32^{\frac{1}{2}}$ значениями скорости и энергоудерживающем масштабе 13% всего вещества проходит через ударные волны и сжимается до экстремально высоких плотностей и массенные объекты уже при $z \sim z_*$. Это трудно связать с наблюдаемой Вселенной.

Вариант с сильной турбулентностью противоречит наблюдательным данным.

Вариант слабой турбулентности представляется искусственным. Теория после короткого периода затухания вихрей переходит на реликты теории гравитационной неустойчивости. Разница та, что для данных возмущений плотности в конце (сегодня), необходимы большие скорости вихревого движения на момент рекомбинации по сравнению с чистго потенциальным вариантом. Поэтому труднее согласовать теорию с измерениями флуктуаций реликта *), так как флуктуации температуры реликтового излучения прямо пропорциональны скорости движений. Отметим, что даже при равной амплитуде скоростей вихревые движения приводит к большим флуктуациям реликта, чем потенциальные. При этом начальные вращательные скорости не дают заметного вклада во вращение галактик! Если же предположить, что на ранних стадиях расширения вихревые и потенциальные движения были одного порядка, то ясно, что малые вихревые скорости вообще не сказываются ни на растущих возмущениях плотности и образовании галактик, ни на происхождении галактического вращения.

Таким образом, по существу, получается теория малого начального потенциального движения с дополнительным утверждением, что введение дополнительного малого начального вихревого движения ее не меняет, но портит, но и заметно не улучшает. Найдя ли такую теорию правильно называть «вихревой».

*) Вторичный разогрев адiabатического вещества, приводящий к большой толщине Вселенной по замкнутому расхождению и вымыванию флуктуаций реликтового излучения, по патенту Шен-ши, Маловоротен (Дорожников, Зельдович, Сюняев, 1973).

§ 5. Наблюдательные тесты

Описанная выше картина образования галактик и скопления галактик дает ряд наблюдательных предсказаний. Пожалуй, наибольший интерес представляет возможность наблюдения эмиссии в линии 21 см от холодной центральной части «б. виа», которая впоследствии должна превратиться в галактики. Как известно, вещество в галактиках собрано в звезды и лишь несколько процентов их массы рассредоточено в виде нейтрального межзвездного газа. Протоскопление галактик на дозвездной стадии уникально по своим свойствам: масса его центральной холодной ($T \approx 10^4 \text{ K}$) части равна суммарной массе всех будущих галактик скопления $M \approx 10^{12} \pm 10^{13} M_{\odot}$, звезд еще нет, и вся эта масса представляет собой практически нейтральный ($n_p/n_H \ll 1$) водород с высокой синопной температурой $T_e \approx 10^4 \text{ K}$. Угловые размеры объекта $0 \sim (1 \div 10)''$ и высокая яркостная температура излучения в линии $T_b \approx T_e/(1+z)$ позволяют надеяться на обнаружение протоскопления этим методом. Из-за красного смещения длина волны $\lambda = \lambda_0(1+z)$ и лежит в интервале 21 см $\leq \lambda \leq 2$ м (Сюняев, Зельдович, 1975).

Внешние — охлаждающиеся и рекомбинирующие — зоны протоскопления могут, в принципе, наблюдаться в сдвинутых красным смещением рекомбинационных радиолонных водорода (переходы между высокими возбужденными уровнями). Красное смещение должно быть такое же, как и у линии 21 см. К сожалению, мера эмиссии ионизованных низкотемпературных слоев достаточно велика только в вариантах теории с $\Omega \approx 1$.

Охлаждение центральной части скопления приводит к быстрому ($t \approx 10^7 \div 10^8$ лет) сбросу энергии $\epsilon \approx 10^{56}$ эрг, причем существенная часть энергии выделяется в одной линии L_{α} водорода. Это открывает возможность наблюдения мощных ($L \approx 10^{43} \div 10^{44}$ эрг/сек) объектов, основная доля светимости которых сосредоточена в узкой ($\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-2}$) линии с длиной волны, сдвинутой от красного смещения, при котором формируется объект $\lambda \approx \lambda_0(1+z)$ (Курт, Сюняев, 1970).

При образовании звезд в протогалактиках мы встречаемся со следующей фазой мощного выделения энергии при термоядерных реакциях в звездах. Парtridge и Peebles

(1975) показали, что можно ожидать большой яркости молодых галактик, поскольку молодые галактики в значительной мере состоят из ярких массивных звезд. Светимость протогалактики намного превышает современную. Этот период в жизни галактики продолжался недолго, около 10^8 лет. Энергия излучалась в основном в ультрафиолетовом диапазоне и в значительной части попадала в линию Ly_α . Но при этом все же светила отдельные галактики, а не все протоскопления. Отметим также, что образование галактик, и, главное, звезд в галактиках из водородно-гелиевой плазмы очень сложный процесс, который может быть сильно растянут во времени. Поэтому может оказаться растянутой и яркая фаза.

Бесспорно, ключом к решению многих космологических проблем являются квазары. Время жизни квазаров столь мало по сравнению с космологическим, что эволюция плотности квазаров может объясняться лишь изменением скорости их рождения.

Исследования зависимости плотности квазаров от красного смещения (Лонгейр, 1969) приводят к выводу, что плотность этих объектов быстро увеличивается с расстоянием вплоть до $z \sim 3$ и в дальнейшем не возрастает (или возрастает очень слабо). Если квазары обязаны своим рождением росту возмущений плотности, то возникать они могут и то же время, что и галактики, и скопления галактик (Сюняев, 1971). В связи с этим отметим, что в последнее время широкое распространение получила точка зрения, что квазары — это ядра галактик (Шкловский, 1964). Детальные наблюдения квазаров (особенно с большим z) могут дать чрезвычайно полезную информацию о процессах происхождения галактик и скоплений галактик. Кроме того, изучение крупномасштабной неоднородности в распределении квазаров может дать информацию о возмущениях плотности в больших масштабах.

Исследования различных сторон космологической теории продолжаются. Нельзя отрицать, что уже сегодня получены важные определенные результаты в теории роста возмущений, теории нелинейных возмущений, в картине тепловых процессов, предваряющих образование галактик в той форме, в которой мы их знаем.

ГЛАВА III

ВИХРЕВАЯ ТЕОРИЯ ПРОИСХОЖДЕНИЯ ГАЛАКТИК И ИХ СИСТЕМ

§ 1. Введение

С тех пор как современная космология постулировала, что галактики и их системы суть конечные продукты некоторых начальных условий, неотделимых от самого явления расширяющейся Вселенной, проблема образования галактик свелась в значительной мере к выявлению природы этих начальных условий. Сейчас нет априорных оснований предпочесть одни начальные возмущения другим. Поэтому теория образования галактик должна непредубежденно исследовать эволюцию всех возможных типов начальных возмущений, даже если они представляются недостаточно общими с какой-либо точки зрения^{*)}. Это, конечно, сильно усложняет проблему, но служит надежной гарантией от грубого просчета.

Между двумя крайними представлениями о ранней Вселенной — одним, что она была в высокой степени плотной и однородной с ничтожно малыми и притом безвредными возмущениями, и другим, что она была полностью хаотической, — имеется промежуточная возможность. Допустимо и, более того, вполне естественно представить себе, что расширяющаяся Вселенная на самых ранних стадиях была не только анизотропной, но и обладала динамической структурой, в которой присутствовала заметная *вихревая* составляющая. Другими словами, в радиационно-доминированную эру (где излучение по плотности энергии преобладало над веществом) су-

^{*)} Впрочем, уникальность самой Вселенной, «созданной в единственном экземпляре» (Панваркер), возможно, и не требует поисков «наиболее вероятных» начальных условий.

существовали совместные вихревые движения излучения и «привязанной» к нему плазмы. Для определенности предположим, что амплитуда соленоиальных (поперечных тензорных) волн была больше, чем поперечных (продольных векторных) волн. Тем самым ведущая роль в первичной структуре отводится не возмущениям плотности, а вихревым движениям.

Такая гипотеза была сформулирована Озерным в Черниным (1967, 1968) как развитие и обобщение на «горячую» Вселенную пионерских работ Вейцзеккера (1931) и Гамова (1952) о догалактической турбулентности, приводящей к возникновению галактик. Сочетание представления о догалактической турбулентности с концепцией «горячей» Вселенной вносит три радикальных момента, делающие это соединение весьма нетривиальным. Во-первых, физический масштаб турбулентных движений меняется по мере расширения немоцотонным образом: сначала растет, а затем уменьшается, поскольку крупномасштабные движения «замораживаются». Это замораживание и предотвращает турбулентность от полного затухания. Во-вторых, при переходе космологических вихрей на дозвуковой режим в течение радиационно-доминированной эры к сверхзвуковому режиму в момент, когда происходит рекомбинация плазмы, скорость звука падает от величины, почти равной скорости света, до нескольких километров в секунду. В результате этого перехода, а также предшествующей эволюции, генерируются неоднородности плотности, которые впоследствии дадут жизнь галактикам и их системам, без необходимости постулировать существование таких неоднородностей как первичных. В-третьих, если догалактическая турбулентность была врожденным свойством Вселенной, ранние стадии ее расширения оказываются существенно инфляционными (инфляционными).

При первом поверхностном взгляде на вихревую космологию может возникнуть вопрос: зачем считать вращение реликтовым, если оно, как утверждают сторонники энтропийных или адиабатических возмущений плотности, может быть получено в качестве следствия из эволюции этих возмущений. Однако, как аргументировано ниже (§ 6), результаты соответствующих работ далеки от убедительности. С другой стороны, нужно подчеркнуть, что

предположение о реликтовой природе вращения вовсе не означает введения какого-то дополнительного параметра. Наоборот, фигурирующий в теории начальная вихревая скорость есть единственный существенный параметр. В вихревой теории, в отличие от адиабатической и энтропийной, нет произвола в выборе начального спектра скоростей. Таким образом, то, что на первый взгляд может показаться недостатком теории, в действительности оказывается ее привлекательной чертой.

Вихревая теория, развитая в работах Озерного и Чибисова (1970), Озерного (1971), Куркова и Озерного (1974а, б, в; 1975), позволила найти установившийся спектр космологической турбулентности, построить теорию ее распада и найти максимальную массу, охлажденную затухающими движениями, объяснила происхождение и величину вращения галактик и их систем, дала оценки момента образования галактик и систем галактик, а также их основных динамических параметров — и все это посредством единственного параметра, характеризующего амплитуду начальных вихрей. Если при этом учесть трудности и неопределенность других гипотез происхождения галактик, становится понятным, почему вихревая космология вызвала целый поток новых исследований, вышедших в СССР, Голландии, Японии, Италии и других странах (см. обзор Джонса, 1975). Многие из этих работ основаны на идеях, почерпнутых из первого, еще довольно грубого наброска эволюции «фотонных вихрей» (Озерной и Черниным, 1968). Полному же будем входить здесь в критическое рассмотрение соответствующих статей (которое дается в другом месте), а вложим ниже современное состояние вихревой теории, делая упор на результаты, которые могут быть сопоставлены с наблюдательными данными.

§ 2. Эволюция вихревых движений до рекомбинации плазмы

Общие свойства эволюции. Согласно исходному предположению, в радиационно-доминированную эру существовали крупномасштабные вихревые движения, причем их начальная скорость во была дозвуковой во всех масштабах (т. е. безразмерная амплитуда

$IV = \frac{r_0}{c} \ll \frac{1}{\sqrt{3}}$). В дальнейшем наложим под масштаб понимается не зависящая от времени величина R , связанная с физическим размером r посредством соотношения $R = (1+z)r$. Масштаб R охватывает не зависящую от времени массу $M = \frac{4}{3}\pi\rho_1 R^3$ (где ρ_1 — нынешняя плотность среды плотности материи). Ограничимся для простоты рассмотрением лишь тех стадий космологического расширения, когда размер максимального вихря не выходит за пределы горизонта.

Отметим некоторые основные результаты, относящиеся к эволюции космологических вихрей.

Эволюция вихревых движений определяется тремя процессами — космологическим расширением, гидродинамической (инерционной) переработкой и вязкой диссипацией, имеющими свои характерные времена:

$$\tau_{\text{exp}} = \frac{r}{c}, \quad \tau_h = \frac{r}{v}, \quad \tau_d = (\nu k^2)^{-1}.$$

Соотношения между ними различны для разных масштабов, так что эволюция движений в больших, промежуточных и малых масштабах различается радикально. Удобно ввести характерный масштаб $R_0 = v/c$, в котором гидродинамическое время равно космологическому.

а. Большие масштабы ($R \gg R_0$, $\tau_h \gg \tau_d \gg \tau_{\text{exp}}$)

Здесь определяющим является космологическое расширение, в силу которого скорость меняется по закону

$$v = \begin{cases} \text{const}, & \text{если } z > z_{\text{eq}}; \\ \text{const} \frac{1+z}{1+z_{\text{eq}}}, & \text{если } z < z_{\text{eq}}, \end{cases} \quad (3.1)$$

где $z_{\text{eq}} = 1.8 \cdot 10^4 \Omega h^2$ — красное смещение в момент равенства плотностей вещества и излучения^{*)}. Постоянст-

*) Здесь и ввиду далее $\Omega = \frac{\rho_1}{\rho_{\text{crit}}}$; $\rho_{\text{crit}} = 1.05 \cdot 10^{-29} h^2 \text{ г/см}^3$ — критическая плотность для фридмановских моделей, h — нормированная на 75 км/сек-Мпс постоянная Хаббла. В соответствии с имеющимися данными космологической астрономии и космологии, будем полагать далее $0.1 \leq \Omega h^2 \leq 1$, что позволяет считать $z_{\text{eq}} > z_{\text{rec}} \approx 10^4$, отвечающему моменту космологической рекомбинации горячей плазмы.

во v вплоть до $z \approx z_{\text{eq}}$, полученное для идеального космологического субстрата Лифшицем (1946), немедленно следует из сохранения углового момента. Сохранение во времени скорости в подобных масштабах, где вязкость действительно пренебрежимо мала, является весьма прикладной частью рассматриваемой теории: хотя характерные размеры Вселенной гигантски увеличиваются в ходе расширения, вихревая скорость, несмотря на расширение, поддерживается на начальном уровне вплоть до сравнительно близкой к нам эпохи $z \sim z_{\text{eq}}$.

б. Промежуточные масштабы ($R_d \ll R \ll R_h$, $\tau_h \ll \tau_{\text{exp}} \ll \tau_d$).

Здесь первичный вихревой спектр претерпевает перестройку вследствие потока энергии из больших масштабов в меньшие. В этих инерционных масштабах устанавливается колмогоровский спектр. Граница установившегося спектра R_0 сначала увеличивается как z^{-1} , достигает своего максимума при $z \approx z_{\text{eq}}$ и затем уменьшается как $z^{1/2}$. Масса, отвечающая верхней границе колмогоровского спектра, составляет $M_0(z_{\text{eq}}) \approx 5 \cdot 10^{15} W^3 (z^{-2} M_0)$. (Эта величина приближения, как и вся шкала масс, используемая ниже, поскольку неточность в выводе длины сильно возрастает при пересчете на массы.) Для разумно больших значений $W \sim 0.1 - 0.5$ эта масса достигнет значений, характерных для богатых скоплений и даже сверхскоплений.

в. Малые масштабы ($R \ll R_0$, $\tau_d \ll \tau_h$).

Движения в этих масштабах диссипируют вследствие вязкости. Величина R_0 со временем растет. Максимальная масса M_0 , в пределах которой турбулентные движения существуют, указана ниже.

Чтобы получить из турбулентности, порожденной первичными вихрями, галактики и скопления галактик, необходимо знать основные характеристики космологической турбулентности к моменту рекомбинации ($z_{\text{rec}} \approx 10^4$), когда вещество «отключается» от излучения. Начиная с этого момента неоднородности, порожденные турбулентностью, могут расти без противодействия со стороны реликтового излучения.

Дорекомбинационная эволюция вихрей была детально исследована, аналитически и численно, Курсковым и Озерным (1973а, б). Результат эволюции зависит от без-

размерного параметра $\alpha = k_0 v_0 t_{\text{max}}^* \approx 2W(\Omega h^2)^{-1} \times (R_0/100 \text{ Мис})^{-1}$, определяемого начальной величиной основного энергосодержащего масштаба R_0 (полное число $k_0 = \pi/R_0$), начальной амплитудой вихревой скорости v_0 в этом масштабе, а также величиной

$$t_{\text{max}}^* = 5.0 t_{\text{eq}} z_{\text{eq}} = 6.5 \cdot 10^{18} (\Omega h^2)^{-1} \text{ сек}, \quad (3.2)$$

которая определяет эффективную длительность эволюции турбулентности до ее перехода через скорость звука. Ключевая продолжительность этой эволюции (выход на асимптоту при $r_m > r_*$) отражает «эможивающие» гидродинамических движений при $z < z_{\text{eq}}$. Физический смысл параметра α состоит в том, что он характеризует гидродинамическое распыливание вихрей. Число оборотов вихря масштаба R_0 до момента t_{eq} составляет $N \sim \alpha$, если $\alpha \ll 1$, и $N \sim \ln \alpha$, если $\alpha \gg 1$.

В зависимости от величины $\alpha \approx t_{\text{max}}^*/t_h^*$, т. е. от соотношения между t_{max}^* и начальным гидродинамическим временем вихрей наибольшего масштаба $t_h^* = R_0/v_0$, эволюция космологических вихрей может иметь различный характер:

1. Если $\alpha \ll 3$ (т. е. $t_h^* \gg t_{\text{max}}^*$), то скорости и энергосодержащих масштабах не успевают сильно уменьшиться в течение всей дозвуковой эволюции и турбулентности. Поэтому начальный спектр скоростей трансформируется в колмогоровский только до некоторого инерционного масштаба $R_i \ll R_0$. В масштабах $R_i < R \leq R_0$ спектр сохраняет свою реликтовую форму. Визуал дисконтинация энергии несущественна.

2. Если $\alpha \sim 3$ (т. е. $t_h^* \sim t_{\text{max}}^*$), инерционный масштаб R_i вырастает к моменту t_{eq} вплоть до R_0 . Следовательно, во всех масштабах, от внутреннего R_i до внешнего R_0 , устанавливается колмогоровский спектр. Диссипирующая турбулентная энергия — порядка начальной вихревой энергии.

3. Если $\alpha \gg 3$ (т. е. $t_h^* \ll t_{\text{max}}^*$), космологическая турбулентность имеет вполне достаточное время, чтобы успеть распасться. Масштаб R_i успевает возрасти до R_0 , после чего наступит распыливание вихрей. Энергия генерированной турбулентности мала сравнительно с началь-

ной вихревой энергией, так как последний почти полностью диссипирует в тепло.

В вихревой теории наилучшее объяснение параметров галактик и их систем ищет место при выборе $W \sim 0.2$ в масштабе горизонта на момент $t \sim t_{\text{eq}}$. Это означает, что $\alpha \sim 3$, т. е. реализуется как раз «промежуточный» тип эволюции космологических вихрей.

Инерционная перестройка спектра в колмогоровский. Определим спектральную плотность энергии $E(k)$ по-

средством соотношения $\frac{1}{2} \overline{v^2} = \int_0^\infty E(k) dk$. Оказывается, что

если начальный вихревой спектр имел степенную форму $E_i(k) \propto k^\nu$, то он будет видоизменяться автомодельно. Максимальный масштаб турбулентных движений R_{max} увеличивается со временем вследствие распыливания, а энергосодержание турбулентности уменьшается по закону

$$\frac{1}{2} L = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{z_{\text{eq}}}{z} \right) \left[1 - \frac{(z^* - z^*) k_{\text{eq}}}{a_m} \right]^{-\frac{a_m}{a_m - 1}}, \quad (3.3)$$

где

$$z^* = \begin{cases} 1 - \frac{z_{\text{eq}}}{z} & \text{при } z \gg z_{\text{eq}}, \\ 1 - \frac{1}{\pi} \left(\frac{z}{z_{\text{eq}}} \right)^{1/2} & \text{при } z \leq z_{\text{eq}}, \end{cases}$$

a_m — константа порядка единицы, слабо зависящая от m . Первый член в (3.3) есть начальное энергосодержание, второй член соответствует адиабатическому уменьшению энергии, а третий член описывает потери энергии, переходящие в тепло в ходе гидродинамической перестройки начального спектра.

В масштабах $R < R_{\text{max}}$ начальный степенной спектр перерабатывается в колмогоровский:

$$E(k, t_{\text{eq}}) = A \left(1 + \frac{z_{\text{eq}}}{z_{\text{eq}}} \right)^{-2} k^{-5/3}, \quad (3.4)$$

где $A \sim t_0^{4/3} t_{\text{max}}^{-2/3}$. Численный фактор, входящий в A ,

достигает своего максимального значения, когда α имеет оптимальное значение $\alpha_{opt} \approx a_m(m+3)/(2m+2) \sim 3$. Максимальная величина A меняется незначительно (в границах 0,334–0,411), когда m меняется от 0 до ∞ , и слабо меняется с α , даже когда α значительно отличается от α_{opt} .

Итак, независимо от начального вихревого спектра, результирующий турбулентный спектр в момент t_{rec} имеет универсальную колмогоровскую форму, а его амплитуда не зависит сколько-нибудь существенно от деталей начального спектра.

Численное исследование эволюции различных исходных спектров, задававшихся в виде «горб» со степенными асимптотиками, показало, что движения в области $k > k_0$ приобретают уже во вестических нескольких гидродинамических времен колмогоровский спектр и затем эволюционируют в соответствии с автомодельным решением.

Таким образом, в инерциальных масштабах спектр скоростей к моменту «отрыва» излучения от вещества уже слабо зависит от формы начального спектра.

Вязкая диссипация космологической турбулентности. Инерционная переработка начального вихревого спектра происходит лишь до некоторого минимального масштаба. В меньших масштабах движения диссипируют благодаря лучистой вязкости. В процессе космологического расширения затухание охватывает всё большую массу. При $0,08 \leq \Omega h^2 \leq 1$ вклад в вязкое затухание осуществляется как в дорекомбинационную эру, так и в ходе самой рекомбинации (Чибисов, 1972; Курсков, 1974), по завершении которой диссипация практически обрывается. Масса, отвечающая результирующему масштабу затухших движений, составляет

$$M_d \approx 4,7 \cdot 10^{11} (\Omega h^2)^{-7,2} M_\odot. \quad (3.5)$$

Детальное рассмотрение диссипации космологических турбулентностей имеет огромные значения. В ходе этой диссипации, как и в процессе рекомбинации плазмы, генерируются неоднородности плотности, на которых впоследствии позиционируют галактики и их системы. От масштаба затухших движений R_d зависит, по сути дела, весь характер космологической эволюции после рекомбинации.

§ 3. Альтернативы эволюции турбулентности после момента рекомбинации

При $t = t_{rec}$ турбулентные движения переходят через скорость звука. Дальнейшая эволюция турбулентности в некотором масштабе R зависит от соотношения между R и масштабом $\hat{R} \equiv R_h(t_{rec}) = (ct_s)_{rec}$ гидродинамического замораживания движений (в момент t_{rec}), содержащем массу $M \approx 6 \cdot 10^{11} M_\odot (\Omega h^2)^{-17,6}$.

В больших масштабах ($R \gg \hat{R}$) сверхзвуковой характер турбулентности не успевает проявиться из-за ее «замороженности» — значительного превышения гидродинамического времени $\tau_h = r/v$ над временем космологического расширения τ_{exp} . В столь больших масштабах, вне зависимости от соотношения $R_0 \ll \hat{R}$ или $R_0 \gg \hat{R}$, могут генерироваться лишь малые неоднородности плотности, вырастающие впоследствии в группы и скопления галактик (Озерной, 1971). Наоборот, в малых масштабах ($R \leq \hat{R}$) судьба турбулентности при $t > t_{rec}$ радикально зависит от величины R_h .

При $(R_0/\hat{R})_{rec} < 1$ масштабы $R < \hat{R}$ «заморожены» и сверхзвуковой характер турбулентности сможет проявиться в полной мере: за время порядка гидродинамического времени τ_h (которое меньше τ_{exp}) может произойти восстановление затухших движений при генерации больших потенциальных скоростей и отвечающих им немалых неоднородностей плотности (протогалактик). Соответствующая количественная схема превращения их в галактики развита Озерным и Чибисовым (1970).

Однако эта схема становится несправедливой, если $(R_0/\hat{R})_{rec} \geq 1$. В этой ситуации движения останутся гидродинамически замороженными во всех масштабах (а во только в $R > \hat{R}$). Следовательно, заметного восстановления скоростей в затухших масштабах, как и генерации больших неоднородностей плотности, не произойдет.

Альтернативные варианты пострекомбинационной эволюции космологической турбулентности, отвечающие случаям $R_0 < R$ и $R_0 \geq \hat{R}$, будем в дальнейшем называть для краткости, соответственно, «бурным» и «тихим».

Важные детали эволюции участков протогалактической среды, развивающихся по «бурному» варианту, в

постоянное время далеки от ясности. Согласно Гэрисону (1973) их обособление сразу же вслед за рекомбинацией и склониванию может препятствовать магнитное поле, генерируемое вихрями. Однако независимо от деталей их последующей эволюции ясно, что образующиеся неоднородности плотности окажутся немалыми (сравнимыми с единицей).

Если же пострекомбинационная эволюция турбулентности протечет по «тихому» варианту, гидродинамические эффекты, включая ударные волны, могут стать существенными лишь после гравитационного роста неоднородностей, уже на стадии их обособления в связанные системы. В зависимости от спектра возмущений плотности, обособление галактик может, в принципе, как предшествовать образованию скоплений, так и быть следствием дробления протоскоплений.

Детальное исследование того, какой же вариант пострекомбинационной эволюции турбулентности мог осуществляться в действительности, оказывается весьма непростым (Курсков и Озерной, 1974а; 1975). Результат может быть получен в модельном (хотя довольно правдоподобном) приближении, касающемся влияния диссипации на градиенты турбулентных скоростей, и состоит в том, что «бурный» вариант эволюции турбулентности, скорее всего, несовместим с предположением о дозвуковом характере первичных космологических вихрей (т. е. с необходимостью иметь $W < \frac{1}{\sqrt{3}} = 0,57$). Это означает, что во всех

масштабах (а не только при $R > R$) турбулентность после рекомбинации оказывается «замороженной», хотя и сверхзвуковой. Другими словами, образование ударных волн турбулентностью при $l > l_{\text{св}}$ невозможно, как и появление очень больших скачков плотности. Ошибочность противоположного утверждения (Чибис, 1971), поистине воспринятого во многих статьях и даже монографиях, связана с исчислом диссипации. Космогоническая реализация «тихого» варианта пострекомбинационной эволюции, в принципе, допускает две возможности.

Если амплитуда неоднородностей в масштабах затухающих движений мала сравнительно с таковой в больших масштабах, то галактики будут формироваться на стадии обособления протоскоплений вследствие фрагментации

последних. Асимметричное сжатие протоскоплений при этом ведет к генерации сверхзвуковой турбулентности в ударных волн, которые проявляют заметные неоднородности, дивергированные впоследствии в галактики. Соответствующий угловой момент галактик достаточно велик, чтобы объяснить наблюдаемое галактическое вращение. Этот вариант подобен появлению ударных волн и сверхзвуковой турбулентности в теории адиабатических возмущений на стадии их обособления, что было рассмотрено в последнем разделе статьи Озерной и Чибисова (1970) и в «близкой» модели Зельдовича (1970). Важное различие состоит в том, что скопления, образующиеся в обсуждаемом варианте «спокойной» эволюции, сами обладают вращением (обусловленным первичными вихрями), тогда как «близкие» — нет.

Другая возможность «спокойной» эволюции состоит в следующем. Предположим, что амплитуда неоднородностей в масштабах затухающих движений достаточно велика, чтобы привести галактики еще до обособления их скоплений. В таком случае агломерации галактик получатся в результате гравитационного сгущивания галактик. При небольшом числе членов группы (пары, триплеты и т. п.) это произойдет практически одновременно с обособлением самих галактик. Скопления же получатся в результате роста возмущений в «газе» из уже готовых галактик.

§ 4. Спектр генерируемых неоднородностей

Каков же фактический спектр неоднородностей плотности, проявленных турбулентностью к моменту завершения рекомбинации, начиная с которого эти неоднородности получают возможность роста под действием гравитации? Результирующий спектр складывается из неоднородностей, генерированных еще до начала рекомбинации (и не «свежих») в ходе диссипативных процессов, а также из неоднородностей, генерированных несгущившимися скоростями уже после начала рекомбинации (Курсков и Озерной, 1974в). Рассмотрим этот спектр, представленный на рис. 21, более подробно.

Генерация неоднородностей до рекомбинации. До рекомбинации турбулентность дозвуковая. Она генерирует неоднородности двух типов — локальные и «излученные».

Локальные неоднородности представляют собой непосредственный отклик слабосжимаемой среды на имеющиеся в ней турбулентные движения и по порядку величины равны квадрату числа Маха: $\left(\frac{\delta \rho}{\rho}\right)_{loc} \sim M^2 - \left(\frac{v}{c}\right)^2$.

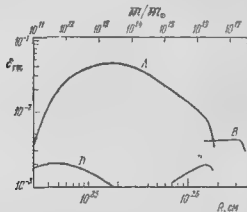


Рис. 21. Амплитуды неоднородностей плотности, генерируемые космологической турбулентностью, в зависимости от масштаба R (нижняя шкала) или массы M (верхняя шкала): A — пострекombинационные неоднородности, B — неоднородности, связанные с излучением звуком, C — дозвуковые звуковые неоднородности, D — энтропийные неоднородности, генерируемые вихревыми скоростями на стадии большой оптической толщины. Все амплитуды, для удобства сопоставления их вкладов в результирующий спектр, отнесены к одному и тому же моменту $t = t_{rec}$.

Эти неоднородности обладают, очевидно, растущим спектром $\propto R^{2/3}$ и обрываются при больших R вместе со спектром турбулентных скоростей. До рекомбинации во всех масштабах $R < ct$, т. е. $\lambda < \lambda_J$, и такие неоднородности не растут. Более того, они затухают вместе с порождающей их турбулентностью.

«Излученные» неоднородности представляют собой звуковые волны, «оторвавшиеся» от тех локальных турбулентных вихрей, которые их породили. Характерная длина звуковой волны, генерирующей турбулентным масштабом R , есть $\lambda \sim \frac{R}{M(R)} > R$, так что «вылу-

щенные» неоднородности могут доминировать в области наибольших масштабов, причем даже там, где уже нет турбулентных или вихревых скоростей.

Единственным типом дозвуконных неоднородностей, которые могли бы представить космогонический интерес, оказываются неоднородности, производимые еще на стадии большой оптической толщины в масштабах движений, затухающих из-за вязкости. Затухание скорости из-за вязкости и теплопроводности в двухкомпонентном космогоническом субстрате (вещество + излучение) сопровождается генерацией неоднородностей состава или удельной энтропии. После рекомбинации плотность излучения становится однородной (сохраняется лишь доплеровская анизотропия поля скоростей), и вся неоднородность приходится на плотность вещества. Такие энтропийные неоднородности затухают лишь в области совсем малых масс $M_0 \leq 10^3 \div 10^4 M_\odot$ (Чибриков, 1976а) и велики в области, где пострекombинационные неоднородности (см. ниже) экспоненциально малы. Амплитуда энтропийных возмущений достигает максимального значения $\delta = \frac{\delta \rho}{\rho} \approx 10^{-3} W^{1/3} (\Omega h^2)^{-1/6}$ в масштабе, отвечающем массе

$$M \approx 2 \cdot 10^{13} \left(\frac{\Omega h^2}{0.2} \right)^{-11.4} M_\odot. \quad (3.6)$$

Генерация неоднородностей после начала рекомбинации. В «тихом» варианте эволюции космологической турбулентности характерное гидродинамическое время l/v в момент t_{rec} превышает космологическое время во всех масштабах, которые оказываются тем самым «замороженными». Генерируемые в ходе рекомбинации неоднородности малы и могут быть найдены по теории возмущений. Учет затухания скоростей приводит к тому, что в масштабе R , близком к диссипативному R_d , амплитуда пострекombинационных неоднородностей достигает максимального значения $\delta_{max} \approx 0.3 W^{1/3} (\Omega h^2)^{-1/3}$ (для наглядности оно экстраполировано на момент t_{rec} ; см. рис. 21). При $R < R_d$ эти неоднородности много меньше дозвуконных. В области масштабов $R > R_d$ «разоттавшие» «замороженные» движения генерируют при $t > t_{rec}$ по вихрям неоднородности с амплитудой δ , пропорциональной t_{exp}/t_h в момент t_{rec} , так что $\delta_{rec} \propto R^{-4/3}$.

§ 5. Образование галактик и их систем

Зная спектр неоднородностей, можно точно рассчитать их усиление посредством гравитации на линейной стадии роста и использовать эти результаты для оценки основных характеристик (трасс-параметров) галактик и их систем на стадии обособления от космологического фона и последующего перехода в нелинейный режим (Кузнецов и Узериной, 1973). Эти оценки уже можно использовать для сопоставления с наблюдательными данными (не претендуя, конечно, на слишком большую точность).

Начнем с рассмотрения параметров объектов, отвечающих области максимумов в спектре неоднородностей плотности (см. рис. 21), т. е. объектов с массой $M \sim M_0$.

Характер фрагментации в коллапсирующем облаке. Неоднородности, отвечающие массе M_0 , достигли после соответствующего гравитационного усиления обособиться от расширяющегося фона первыми. Сложится ли при этом данная масса до больших плотностей как целое или еще в процессе сжатия она фрагментирует на части, зависит от того, насколько велика по амплитуде ее «шпилька».

Как видно на рис. 21, спектр неоднородностей плотности вблизи максимума довольно пологий, т. е. на облако массы M_0 наложены возмущения плотности меньшего масштаба, которые имеют амплитуду хотя и меньшую, но вполне сопоставимую с максимальной. К моменту обособления облака массы M_0 его внутренние неоднородности вырастут, и еще на стадии обособления от фона облако может фрагментировать на части. Каждый из фрагментов в свою очередь дробится тем же механизмом на более мелкие части. Этот процесс будет идти вплоть до выделения массы, для которой спектр возмущений уменьшится, скажем, в 4 раза. Эта масса составляет $3.8 \cdot 10^9 (h/2)^{-7/2} M_0$, т. е. примерно в 10^2 раз меньше, чем M_0 .

Пологий максимум, приходящийся на массу M_0 , означает, что будет иметь место как фрагментация этой массы на части, так и встречный процесс объединения (схлопывания) нескольких объектов. Другими словами, на объектов массы $M \sim M_0$ могут образовываться как галактики, так и агломераты галактик с массами и большими, и меньшими, чем M_0 . Вместе с тем можно полагать, что в этом стати-

стическом процессе максимальная масса, которую может получить галактика, совпадает именно с M_0 .

Процесс фрагментации, при котором формируется спектр масс галактик, имеющий своим верхним пределом $M = M_0$, вовлекает, помимо гравитационной неустойчивости, также тепловые процессы. Вычисление этого спектра, так же как и соответствующих параметров галактик, составляет самостоятельную задачу, выходящую за рамки поставленной выше цели. Поэтому ниже мы ограничимся рассмотрением только галактик максимальной массы.

Основные параметры первых объектов. Учитывая, что неоднородности плотности усиливаются гравитационной неустойчивостью в ходе космологического расширения как z^{-1} и зная максимальное значение амплитуды построенобитационных неоднородностей в масштабе M_0 , получим следующую оценку момента обособления:

$$z_{\text{обс}} = \left(\frac{4}{3\pi} \right)^{2/3} \delta_{\text{кр}} z_{\text{кр}} \approx 28 \left(\frac{H}{0.2} \right)^{4/3} \left(\frac{\Omega h^2}{0.5} \right)^{-1.3}. \quad (3.7)$$

При таком красном смещении обособляется масса $M_0 = 5 \cdot 10^9 (\Omega h^2 / 0.5)^{7/2} M_0$, которой отвечает, как аргументировано выше, протогалактика максимальной массы (или комплекс из нескольких массивных протогалактик *). Средняя плотность подобной системы в момент ее обособления составляет

$$\rho_{\text{обс}} = \rho_{\text{к}} \delta_{\text{кр}}^3 \approx 6 \cdot 10^{-23} \left(\frac{H}{0.2} \right)^4 \text{ г/см}^3. \quad (3.8)$$

Если последующее сжатие, приводящее к формированию гравитационно связанного объекта, происходит без потери энергии, средняя плотность возрастет в восемь раз, так что виртуальные радиус и плотность станут равными

$$r = 24 \left(\frac{H}{0.2} \right)^{-4/3} \left(\frac{\Omega h^2}{0.5} \right)^{-7/6} \text{ клс; } \rho_{\text{вир}} \approx 5 \cdot 10^{-24} \left(\frac{H}{0.2} \right)^4 \text{ г/см}^3. \quad (3.9)$$

Учет тепловых процессов и диссипации энергии при сжатии может несколько увеличить оценку для средней плотности.

* Нет оснований ожидать, что обособление галактик меньших масс произойдет при z , заметно отличающемся от (3.7).

Неоднородности с массами $M \ll M_0$, в которых собственные движения затухли, принимают участие во вращении все больших масштабов. Поэтому образующиеся галактики будут обладать моментом вращения.

Рассмотрение пространственной структуры турбулентности подсказывает, что в участках, где удельный момент вращения ниже среднего, образуются эллиптические галактики. Квазары, точнее, массивные галактики, в центрах которых может возникать феномен квазара (глава IV), соответствуют предельному случаю, когда удельный момент минимален. Наоборот, в тех участках, где удельный момент вращения значительно выше среднего, образуются спиральные галактики.

Для спиральной галактики с массой, меньшей максимальной, удельный угловой момент, определяемый вращением больших масштабов, куда входит эта галактика, равен

$$K \approx 2 \cdot 10^{20} \left(\frac{W}{10^{12} M_\odot} \right)^{2/3} \left(\frac{W}{0.2} \right)^{-3} \left(\frac{\Omega h^2}{0.5} \right)^{1/2} \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}. \quad (3.10)$$

Это выражение интересно сравнить с оценкой удельного момента наблюдаемого вращения Галактики $K = 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$. При W и Ω , удовлетворяющих наблюдательным ограничениям (см. § 6), эта оценка находится в разумном согласии с (3.10), так же как и наблюдаемая степенная зависимость K от массы спиральных галактик, которая оценивается законами $M^{2/3}$ (Озерной, 1967; Нордсек, 1973) или $M^{3/4}$ (Фраймен, 1970).

Пространственная корреляция скоростей в метагалактической турбулентности способна объяснить тот факт, что морфологический тип галактик коррелирует с типом скопления: эллиптические галактики преимущественно входят в богато скопления, спиральные — в неправильные. Возможно даже более нетривиальное следствие: оси вращения спиральных галактик могут иметь тенденции к корреляции направлений вплоть до наибольшего масштаба движений, установившихся в ходе инерционной переработки первичного вихревого спектра. Как указано ниже, этот масштаб $R \lesssim 100 \text{ Мпс}$ отвечает сверхскоплениям галактик. Не исключено, что найденная в ряде работ слабая, но значимая корреляция малых осей спиральных галактик в пределах Местной и ряда других сверхскопле-

ний [см. Шильсон (1974) и цитированную там литературу], объясняется этим эффектом *).

Параметры групп и скоплений галактик. Как уже указывалось выше, турбулентные движения при переходе через скорость звука в момент рекомбинации, когда давление резко падает, генерируют по инерции в незатухших (по «замороженным») масштабам движений малые неоднородности плотности. Их амплитуда определяется отношением гидродинамического времени τ , к времени космологического расширения t_{exp} в момент t_{rec} и тем меньше, чем больше масштаб. Рост и обособление таких неоднородностей путем гравитационного «скупывания» приводят к образованию систем галактик (Озерной, 1971). Момент обособления соответствующей системы тем более поздний, чем больше ее масса:

$$z_{\text{col}} \approx 9 \left(\frac{W}{0.2} \right)^{4/3} \left(\frac{\Omega h^2}{0.5} \right)^{-17/8} \left(\frac{M}{10^{14} M_\odot} \right)^{-1/8} \quad (3.11)$$

Как показывает теория, наибольший масштаб установившихся движений при $\alpha \sim \alpha_{\text{opt}}$ (см. § 2) порядка 100 Мпс. К сегодняшнему моменту (точнее, уже к $z \approx (\Omega h^2)^{-1}$) контраст плотности в системах такого масштаба не успевает вырасти более чем до единицы (и должен весьма резко убывать до нуля при $R > 100 \text{ Мпс}$). Такие системы, очевидно, соответствуют сверхскоплениям наибольшего масштаба, т. е. наблюдаемой ячейке однородности Вселенной (Богарт и Вагонер, 1973). Системы же с $R \lesssim 100 \text{ Мпс}$ успевают стать гравитационно связанными.

Предполагая, что сжатие системы галактик от момента обособления до прихода в стационарное состояние происходит без потери энергии, находим виртуальную плотность

$$\rho_{\text{vir}} \approx 4 \cdot 10^{-26} \left(\frac{W}{0.2} \right)^{12/7} \left(\frac{\Omega h^2}{0.5} \right)^{-2} \left(\frac{r}{1 \text{ Мпс}} \right)^{-1/7} z / \text{см}^3, \quad (3.12)$$

где r — радиус системы галактик. Это соотношение интересно сравнить с имеющейся наблюдательной закономер-

* Отрицательный результат Хоули и Паблса (1975), полученный при поисках коррелированной ориентации в скоплениях Волос Вероники, не вызывает особого удивления, так как это богато скопление населено преимущественно эллиптическими, а не спиральными галактиками.

ностью. Согласно сводной зависимости Вокулера (1971) для систем галактик разных типов виральная средняя плотность зависит от размера как

$$\langle \rho \rangle \approx 10^{-28,4} \left(\frac{r}{1 \text{ Мпс}} \right)^{-1,7} \text{ г/см}^3. \quad (3.13)$$

К близкой величине показателя (— 1,77) недавно пришел Нибле (1974) в результате обширного статистического анализа различных каталогов галактик. Эти значения хорошо согласуются с теоретическим $42/7 = 4,71$. Что касается предположенных множителей (кстати, различавшихся у Вокулера и Нибле в пределах фактора 10 — очевидно, из-за разной нормировки функции светимости), то непосредственное сопоставление (3.12) и (3.13) затруднено еще сильной зависимостью ρ_{vir} от W и Ω . Тем не менее заслуживает внимания близость этих соотношений при значениях $W \approx 0,2$ и $\Omega \approx 0,5$, которые хорошо объясняют количественные характеристики самих галактик и не противоречат ограничениям на параметры W и Ω (§ 6).

Заметим, что сопоставлению наблюдений с выводами вихревой теории относительно параметров систем галактик предполагает, конечно, что наблюдаемые системы в большинстве своем гравитационно связаны. Обоснование последнего, так же как и трудности альтернативной гипотезы о дезинтеграции систем галактик обсуждаются в обзоре Озерного (1975а) и цитированных там работах.

Теория предполагает, что скорости галактик, входящих в системы различной численности, являются смесью реликтового вращения и движений, произведенных полем за счет гидродинамической и гравитационной неустойчивости. Отношение хаотической и вихревой скоростей ожидается порядка $v_{\text{хаот}}/v_{\text{рот}} \sim (2\pi/10^{12} M_{\odot})^{4/5}$ для гравитационно связанных систем. Для богатых скоплений типа Мэппе Вероници ($2\pi \approx 10^{12} M_{\odot}$) получим $v_{\text{рот}} \sim 10^2$ км/сек. Прилагая ту же формулу, на предельно ее применимости, к сверхскоплениям, получим $v_{\text{рот}} \lesssim 10^{-2} v_{\text{хаот}}$, что дает для внешней скорости вращения Местного сверхскопления $v_{\text{рот}} \lesssim 10^2$ км/сек, в качественном согласии с имеющимися данными о его вращении (Воклер, 1972).

Сравнение «бурного» и «тихого» вариантов. Интересно сравнить полученные выше основные параметры галактик наибольшей массы с соответствующими величинами для

«бурного» варианта. Те и другие приведены в таблице (см. ниже).

В «тихом» варианте обособление галактик происходит позже, и динамические характеристики галактик, в общем, лучше соответствуют наблюдаемым, чем в «бурном» варианте, где диссипация не принималась во внимание.

Параметр	«Бурный» вариант	«Тихий» вариант
Масса, $M_{\odot}$	$\approx 10^{12} \left(\frac{W}{0,2} \right) \left(\frac{\Omega}{0,5} \right)$	$M_{\odot} \approx 10^{12} \left(\frac{W}{0,2} \right) \left(\frac{\Omega}{0,5} \right)$
Красное смещение в момент обособления	$\frac{2}{1,5} z_{\text{pec}} \approx 1$	$z_{\text{pec}} \approx 1$
Удельный момент вращения K , см ² /сек	$7 \cdot 10^{12} \left(\frac{W}{0,2} \right)^2 \left(\frac{\Omega}{0,5} \right)^2$	$10^{12} \left(\frac{W}{0,2} \right)^2 \left(\frac{\Omega}{0,5} \right)^2$
Виртальная радиус r_{vir} (и при этом оценка без потерь энергии), кпс	$1 \cdot \left(\frac{W}{0,2} \right)^{1/2} \left(\frac{\Omega}{0,5} \right)^{1/2}$	$1 \cdot \left(\frac{W}{0,2} \right)^{1/2} \left(\frac{\Omega}{0,5} \right)^{1/2}$
Виртальная плотность ρ , г/см ³	$10^{-28,4} \frac{\Omega^2}{W}$	$4 \cdot 10^{-28,4} \frac{\Omega^2}{W}$

Вместе с тем, поскольку величины H_0 и R сравнимы по величине, различия между основными динамическими характеристиками галактик не были столь большими, как это могло бы показаться на первый взгляд *).

*) Следует предостеречь от ошибочного утверждения, что «тихий» вариант обязательно требует меньших значений W , чем «бурный». Модельное (но довольно естественное) рассмотрение показывает, что даже при максималном возможном теоретическом значении $W = 1/13$ (равенство v_0 скорости звука) реализуется по «бурному» варианту, а «тихий» (Кузнецов и Озерной, 1974; 1975). Раз-

мер, выражение для удельного момента вращения в «бурном» варианте лишь в $4 \left(\frac{W}{0.2} \right) \left(\frac{\Omega h^2}{0.5} \right)^{-1}$ раз больше, чем в «тихом».

§ 6. Космологические аспекты вихревой космологии

Как видно из изложенного, вихревая теория способна количественно объяснить происхождение галактик и их систем как результат космологической эволюции первичных вихрей с минимальным провалом в выборе параметров первичных вихрей. Действительно, теория нуждается лишь в знании начальной скорости вихрей $v_0 = Wc$ в наибольшем энергосодержащем масштабе R_3 , который удобно задать посредством безразмерного параметра распыливания вихрей $\alpha = k_0 R_3^* \text{max}$ (см. § 2). Важно вынести, можно ли совместить вихревую теорию при необходимых W и α с имеющейся космологической информацией.

Наблюдательные и теоретические ограничения величин W и α . Рассмотрим, какие пределы, — теоретические и наблюдательные, — ограничивают безразмерную амплитуду W начальной вихревой скорости в наибольшем масштабе, определяемом параметром α . Нижний предел W вытекает из естественного требования самой теории, чтобы основной энергосодержащий масштаб не диссипировал к моменту завершения рекомбинации. Наиболее информативный верхний предел W дается тем наблюдательным фактом, что искажения релик-дипольской части спектра реликтового излучения малы, несмотря на диссипацию космологической турбулентности. Эта диссипация и соответствующие искажения спектра весьма детально рассмотрены Курсковым и Озерной (1974б). При $\alpha \ll \alpha_{\text{пр}}$ в тепло диссипирует лишь незначительная часть ($\sim 0.2 \alpha / \alpha_{\text{пр}}$ при $\Omega h^2 > 0.08$) начальной энергосмкости вихрей $v_0^2/2$. В этом случае ограничение W сверху оказывается даже более слабым, чем тривиальное $W < 1/1/3$

(условие дозвукового характера вихрей). При $\alpha \gg \alpha_{\text{пр}}$ в тепло сбрасывается тем большая доля начальной энергосмкости вихрей и тем раньше, чем больше α .

Полученные указанным путем ограничения W сверху и снизу представлены на рис. 22 как функция $\alpha/\alpha_{\text{пр}}$ для двух крайних значений $\Omega h^2 (1 \text{ и } 5 \cdot 10^{-2})$; напомним, что по имеющимся данным $0,1 \leq \Omega h^2 \leq 1$.

Как уже отмечалось в § 5, естественное условие, чтобы максимальный энергосодержащий масштаб был порядка

размеров горизонта близки момента t_0 , дает $\alpha \approx \alpha_{\text{пр}} \approx 3$. Это сразу же объясняет, почему максимальный размер структурности во Вселенной оказался не превышающим 100 Mpc. На рис. 22 мы сразу получаем, что разрешенный интервал значений W составляет $10^{-2} < W < 0,58$ при $\Omega h^2 = 1$ и $5 \cdot 10^{-2} < W < 0,4$ при $\Omega h^2 = 0,05$. Очевидно, использованные в § 5 значения W и Ωh^2 , хорошо объясняющие параметры галактик и их систем, вполне удовлетворяют указанным ограничениям.

Рассмотрим теперь, какие ограничения на W накладывает имеющийся верхний предел мелкомасштабной анизотропии реликтового излучения, т. е. верхний предел температурных неоднородностей микроволнового флуксу $\Delta T/T$. Как было указано еще при разработке самого первого наброска вихревой теории, для сравнения с наблюдаемыми необходимо учесть, кроме температурных неоднородностей, создаваемых в момент рекомбинации эффектом Доплера на турбулентных скоростях движений, также эффект ослабления этих неоднородностей последующим томсоновским рассеянием (Чибисов и Озерной, 1969). Это рассеяние в межгалактической плазме, которая при $z < 2_{\text{пр}}$ может вторично ионизоваться при образовании

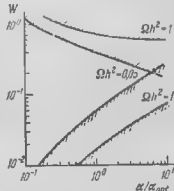


Рис. 22. Верхний и нижний пределы параметра W , отложенные в зависимости от $\alpha/\alpha_{\text{пр}}$ для двух предельных значений Ωh^2 (1 и $5 \cdot 10^{-2}$).

личие между соответствующими параметрами галактик, данными в таблице, обусловлено тем, что в «тихом» варианте последовательно учтено затухание турбулентности, а в «бурном» им пренебрежено для всех масштабов $R > R_3$ (что на самом деле правильно лишь для $R \gg R_3$). Таким образом, «тихий» вариант реализует не только слабую, но и сильную турбулентность.

галактик (Гинабург и Озерной, 1965; Озерной, 1966), действительно создаст большую оптическую толщину т. Ожидаемо температурные неоднородности составляют $\Delta T/T = (v/c)e^{\frac{1}{2}}$, где скорость v и наибольшем масштабе турбулентности на момент t_{rec} (очевидно, существенно меньшая, чем v_0), равна $v = (1/\sqrt{2}) W_{\text{core}}/t_{\text{rec}} \approx 4 \cdot 10^{-2} W_c (\Omega h^2)^{-1}$. Принимая за момент разогрева найденный в § 5 момент образования галактик, получим $W \geq 0,19 \div 0,28$ при $\Omega h^2 = 1 \div 1,1$, что дает, соответственно, $\tau \geq 2,4 \div 5,4$ (Озерной и Черномардик, 1976). В той же работе показано, что фактический оптический толща, создаваемая в метagalactическом газе молодыми галактиками, может достигать, в зависимости от их светимости, длительности яркой фазы и момента ее начала, значений $\tau = 3,1 \div 5,6$ при $\Omega = 1$ и $\tau = 6,0 \div 11$ при $\Omega = 0,1$, что вполне достаточно. Необходимости для этого величина W не противоречит указанным ограничениям.

Космологическая турбулентность в ранние эпохи ($t \ll t_{\text{eq}}$). Итак, космологические ограничения на реликтовые вихри, относящиеся к сравнительно близкой к нам эпохе ($z < 10^4 \div 10^5$), дают пока достаточно широкий интервал разрешенных значений W в Ωh^2 ; в его пределы попадают и те значения $W \sim 0,2$, $\Omega \sim 0,5$, при которых теория дает разумное количественное объяснение как параметров галактик, так и их систем. Но само W из развитой теории не вытекает (впрочем, ситуация не лучше и в других теориях образования галактик, где к тому же чредно используемых свободных параметров гораздо больше; см. § 7). Величину W должна указать будущая более полная теория, рассматривающая происхождение и эволюцию вихревой структуры в самые ранние эпохи космологического расширения.

При $t \ll t_{\text{eq}}$ размер вихря, меняющийся как $t^{1/2}$, начинает превышать размер горизонта, меняющийся как t , и космологическое расширение становится, вообще говоря, анизотропным (Озерной и Черняк, 1968). Момент смены фридмановского решения сугубо анизотропным, когда влияние вихрей на метрику становится определяющим, есть $t_p \approx W^4 t_{\text{eq}} \approx 2 \cdot 10^4 (W/0,2)^4 (\Omega h^2)^{-2}$ сек (Озерной, 1971). Ситуацию при столь малых временах Томита (1972) охарактеризовал как «турбулентность пространства — времени — кривизны».

В настоящее время еще нет надежных работ, детально анализирующих эволюцию космологической турбулентности в этих условиях и ее влияние на физические процессы. Делая расширение анизотропным, турбулентность, вообще говоря, мешает условиям синтеза легких элементов (D , He^3 , He^4 и др.). При указанной выше величине t_p и учете релятивистского движения материи относительно системы отсчета вихревая теория не приводит к воспроизведению He^4 (Томита, 1973; Зельдович и Новиков, 1975). Следует при этом отметить гипотезу Чибисова (1976б), который предположил, что вблизи сингулярности вихревые движения релятивистской смеси плазмы и излучения были скомпенсированы (например, вследствие начальных условий) противонаправленным вихревым движением свободных частиц (гранитонов). Ввиду равенства нулю суммарного вихря метрика была фридмановской, а такие «чуждые вихри» вообще не влияют на производство элементов. Механизм же последующего образования галактик не отличается от изложенного выше.

В силу существующей неопределенности характера «методов» вихрей, а также происхождения легких элементов «химическое» ограничение вихревой теории пока вряд ли могут считаться убедительными.

Неопределенности в теории резко возрастают при еще меньших временах, достигая, конечно, апогея вблизи сингулярности. Можно только удивляться смелости отдельных авторов, использующих сугубо модельные результаты расчетов рождения частиц при $t \sim t_{\text{eq}} \approx 10^{-43}$ сек для «активности» вихревой теории, справедливой при $1 \text{ год} \ll t \ll 10^{10}$ лет.

§ 7. Сравнение вихревой и потенциальной концепций образования галактик

Отсюда не умаляя важности дальнейшей разработки вихревой теории, как и ее анализа на все более ранних стадиях космологического расширения, проверку кредитоспособности теории в ее нынешнем объеме следует видеть в возможности (по-видимому, довольно успешной) объяснить сегодняшние, реально наблюдаемые основные свойства галактик и их систем. Конечно, чтобы судить о том, является ли данное объяснение более удачным, чем

ные, следует сравнить его с результатами других теорий образования галактик. Мы рассмотрим ниже невихревые (потенциальные) теории, основанные на введенных в космологию еще Динкином возмущениях плотности, которые в «горячей» Вселенной могут быть в форме адиабатических или энтропийных возмущений.

Происхождение вращения. Хотя в потенциальных теориях имеется не один, а несколько механизмов приобретения галактиками вращения, нужно помнить, что они связаны лишь с определенным типом возмущений и неспособны во всеобщем, а при разных условиях. Обратимся сначала к теории энтропийных возмущений.

Возможность объяснить здесь вращение галактик, указанная Хойлом и детально разработанная Пиблсом, состоит в том, что галактики приобрели вращение посредством приливного взаимодействия. Угловой момент индуцированного вращения составляет $J \approx eMR_{\text{max}}^2/t_c$, где t_c — момент достижения протогалактикой максимального радиуса R_{max} и начала сжатия, а e — численный фактор эффективности, зависящий от формы и ориентации протогалактик, а также от близости соседей. Задавая произвольно $R_{\text{max}} = 50 \text{ клс}$ и $e(t_c) = 30$, Пиблс нашел величину J для нашей Галактики в пять раз меньшую полученной из наблюдений. Хотя свой результат Пиблс (1971б) подтвердил затем численным путем, он расходился с теорией Гаррисона (1971), где величина J получилась на несколько порядков меньше.

Более существенна другая трудность. Пиблс оценил величину J , не входя в детали индуцируемых внутренних движений галактики. Вычисления, которые проводили Хантер (1970) и Бинней (1974), показали между тем, что индуцируемые движения приводят скорее к внутренним деформациям (shear) и сильно асимметричной форме, чем к вращению. Однако наблюдаемое распределение углового момента в дисках спиральных галактик с большой точностью совпадает с распределением углового момента в однородном сферическом облаке, обладающем однородным вращением и сжавшимся затем в диск (Крэмпин и Хойл, 1964). Имеются и другие трудности (Озерной, 1970), в том числе та, что даже в тесных физических парах галактик орбитальный угловой момент большей частью значительно превосходит спиноный.

Рассмотрим теперь теорию *адиабатических* возмущений плотности. Принципиальным следствием этой теории является вывод об образовании галактик в результате фрагментации массивного облака («блина»), отождествляемого с богатым скоплением или даже сверхскоплением. Вращение галактик предполагается возникающим в ударной волне «блина». Согласно одному из следствий этой концепции, оси вращения спиральных галактик должны лежать в плоскости сверхскопления, к которому они принадлежат (Дорашкович, 1972). Однако в Местном сверхскоплении оси вращения галактик имеют тенденцию быть направленными вдоль малой оси, что качественно противоречит теории «блинов» (Озерной, 1973). Количественная разработка этой теории пока не дала безразмерного множителя в выражении для J , по вычислению которого можно сравнивать угловой момент с наблюдениями. Вообще же намеченная в теории «блинов» астрофизическая схема образования галактик и квазаров не вытекает с необходимостью из нелинейной теории гравитационной неустойчивости и пока едва ли может служить основой для объяснения наблюдательных данных или рецептом для дальнейшей наблюдательной проверки.

Фрагментация или сгущивание? Остановимся поэтому более подробно на принципиальных следствиях теории «блинов».

Необходимо подчеркнуть, что сама идея образования галактик посредством фрагментации протоскопления*) встречается веские возражения. Предположение о различных путях образования галактик и систем галактик (которое логически неизбежно при отождествлении наибольшей сгущающейся массы не с галактикой максимальной массы, а с существенно более массивной структурной единицей, промежуточной между группой и скоплением) находится в противоречия с недавними исследованиями Пиблса и Хаузера, показавших отсутствие какой-либо выделенной шкалы сгущивания галактик от 10 клс до 100 Млс (Пиблс, 1974). Как считает Пиблс, это говорит против гидродинамических эффектов при образовании галактик, поскольку их системы могут быть объяснены

*) Автор этой главы ранее сам был сторонником такой точки зрения (Озерной, 1968).

§ Под ред. С. В. Пиндверера

только силами гравитации, т. е. скупиванием (аналогично вихревой теории, но, конечно, при совершенно другом типе начальных возмущений).

Очередность образования галактик и скоплений, разумеется, зависит от начального спектра. В теории адиабатических возмущений «естественный» выбор начального спектра в видо билгого шума оказывается в противоречии с наблюдениями (Пабле, 1974). В этом отношении теория энтропийных возмущений намного лучше; она может быть согласована с наблюдаемым наклоном спектра в широкой области масштабов. Следует, однако, напомнить, что вихревая теория также объясняет его с той принципиальной разницей, что спектр неоднородностей теперь не задается «рукой», а последовательно высказывается, вне зависимости (в очень широких пределах) от начального спектра вихревых скоростей. При этом вихревая теория одновременно объясняет наличие максимальной массы не как заданной изначально, а как естественный результат затухания турбулентности *).

Можно было бы продолжить список трудностей или произвола, которые имеются в существующих схемах происхождения галактик из потенциальных возмущений, но уже сказанного достаточно, чтобы видеть, что внешне благополучный фасад потенциальных теорий обнаруживает серьезные изъяны при попытках количественной наблюдательной проверки. Следовательно, вихревая теория не хуже, а во многих отношениях лучше традиционных космогонических концепций.

§ 8. Заключение

При рождении Вселенной перед ней «стоял выбор» между двумя крайними альтернативами: быть исключительно регулярной (нацело «выглаженной»), или же быть полностью хаотической. Довольно естественно представить

*) В противоположность вихревой, теория адиабатических возмущений, как и энтропийная, не объяснила существования максимальной массы галактик (резкого обрыва функции светимости галактик на ярком конце), так же как и независимости этой массы от богатства скопления, и которое галактики входят. Последний факт может рассматриваться как одно из эмпирических оснований в пользу формирования систем скупиванием, а не фрагментацией.

себе, чтобы Вселенная была «изготовлена» в соответствии с такой вырожденной космологической моделью как фридмановская с точностью до 10^{-4} . С другой стороны, не легко допустить, что природа была столь «неряшливой», чтобы Вселенную сделать абсолютно хаотической.

Основной целью этой главы было показать, что случилось бы, если Вселенная, будучи анизотропной, оказалась «изготовленной» некоторым промежуточным образом — не слишком тщательно и не слишком небрежно. Как выясняется, результирующий спектр турбулентных движений и соответствующих неоднородностей в момент рекомбинации не зависит существенно от деталей начального вихревого спектра. При этом происхождение галактик и их систем удается объяснить в количественной форме, продолжая дальнейшую эволюцию получившейся турбулентности. Эти обнадеживающие результаты должны стимулировать дальнейшее развитие вихревой космогонии.

Теория приводит к выводу, что происхождение галактик может быть связано с существенно более сложной космологией, чем фридмановская, поскольку в игру вступает такой фактор, как первичные вихри. В этом случае вращение галактик и, особенно, скоплений и сверхскоплений галактик имеет такую же важность, как и реликтовое излучение. Правда, сами вихри, так же как и реликтовое излучение, могут быть вторичного происхождения, следом каких-то процессов в неизвестных сейчас условиях при $t \rightarrow 0$. Будущие исследования вихресодействующих космологических моделей должны не только решить эту дилемму, но и выявить возможность объяснения параметра H вихревой теории как результата всей предшествовавшей эволюции.

Теория происхождения галактик пробивает себе дорогу и жизни в таких «родовых схватках», каких, безусловно, не знала Вселенная при рождении галактик. Дальнейшая разработка вихревой и потенциальной концепций покажет окончательно, какая из них ближе к действительности и одновременно принесет космологическую информацию исключительной ценности.

Г Л А В А IV ПРИРОДА АКТИВНОСТИ ЯДЕР ГАЛАКТИК И КВАЗАРОВ

§ 1. Введение

Общепризнано, что впечатляющие явления активности галактик, достигающие своего апогея в квазарах, — мощное тепловое излучение, охватывающее практически все диапазоны, быстрые изменения потока излучения, бурные движения газа, извержения струй и конденсаций, — обусловлены, в конечном счете, деятельностью самой центральной области галактик. Наблюдения этих областей у близких галактик, выполненные с высоким разрешением, обнаруживают, что максимум плотности обычно достигается в очень компактном (менее $1''$, т. е. звездоподобном на фотографиях) участке, за которым в последнее время все чаще употребляется название «ядро»^{*}). Именно в ядрах галактик локализован источник (или источники) их активности, столь многообразной в своих видимых проявлениях.

Мощности, освобождаемые в ядрах галактик и квазаров, — наивысшие из тех, с которыми имеет дело физика. Главное же, — это излучение выделяется в основном не в форме тепла, которое является нашей термодинамической формой энергии, а в высокоорганизованной форме радиации релятивистских частиц в упорядоченных магнитных полях. Разгадка природы этого энерговыделения представляет, очевидно, огромный интерес как для физики, так и для естествознания вообще.

Особую важность имеет решение этой проблемы для астрофизики и космогонии. Какую роль играет активность галактических ядер в происхождении и эволюции галактик

тик — вот основной вопрос, который тесно переплетен с загадкой источников активности в ядрах.

Ввиду исключительной компактности этих источников, мы лишены пока возможности видеть их непосредственно, и судить о природе активности можем лишь косвенным путем — по результатам их деятельности. Неудивительно, что такое положение влечет за собой неоднозначность выводов.

Множественность этих взглядов, подчас диаметрально противоположных, бесспорно, говорит о том, что до исчерпывающего понимания природы активности еще далеко. Вместе с тем положение далеко и от удручающего, каким оно казалось в начале 60-х годов, на заре исследования галактической и квазарной активности. Крайняя скудость фактов, которыми в то время обладала внегалактическая астрофизика, давала простор самым необузданным спекуляциям. За минувшие 10—15 лет ситуация радикально изменилась. Многочисленные свидетельства в пользу космологического происхождения красных смещений квазаров и единства природы активности у квазаров и ядер галактик сделали достоянием истории одно за другим большинство из ранних наивных представлений. Почти одновременно произошло и своеобразное «насыщение» банка новых теоретических гипотез о природе активности. В самом деле, среди предложенных за последние годы гипотез трудно указать такую, которую, отбрасывая от ее деталей, нельзя было бы отнести к той или иной концепции, сформулированной еще в первые несколько лет после открытия квазаров. По-видимому, это является объективной демонстрацией ограниченного числа возможностей построить внутренне непротиворечивую модель, которая объяснила бы совокупность наиболее существенных наблюдательных данных на основе установленных физических законов.

В этой главе будут изложены основные представления о природе источников активности в ядрах галактик и квазаров^{*}). Эти концепции разработаны с разной степенью

^{*}) Иногда эту область, подчеркивая ее малые размеры, называют *керном* (в англоязычной литературе — *core*).

^{*}) Наблюдательная сторона проблемы изложена в обзоре Бердвика (1970) и монографии Воронцова-Вельяминова (1972), содержащих также обширную библиографию (см. также главу I). Последние обзоры теоретических работ даны Сислау (1974) и Озерным (1974a).

объяснение активности ядер галактик и квазаров. Но далее (§ 7) мы вернемся к вопросу, действительно ли эти источники взаимноисключающие, а пока рассмотрим каждый из них в отдельности.

§ 4. Компактное звездное скопление

Вскоре после открытия квазаров широкого распространения получила гипотеза, что феномен квазаров, так же как и активность ядер галактик, могут вызываться процессами в компактном звездном скоплении. Предполагалось, что основную роль здесь играет выделение энергии или при столкновениях звезд, или при вспышках сверхновых. Сверхновые в свою очередь могут возникать двумя путями. Один из них отвечает последней стадии эволюции галактического ядра, в котором звезды, сталкивающиеся со скоростями, много меньшими параболической скорости на поверхности звезды, сжимаются, образуя короткоживущие массивные объекты. Однако численные расчеты не подтверждали больших ожиданий, возлагавшихся на эту идею. Другой, более вероятный путь возникновения сверхновых — это ранняя фаза эволюции галактики (или почему-либо повторяющиеся периоды бурного звездообразования), когда частота образования молодых массивных звезд, испытывающих затем как сверхновые, могла быть значительно выше сегодняшней.

Как объяснить на этом пути одно из основных свойств активных ядер галактик и квазаров — мощное излучение преимущественно в далекой инфракрасной области? Обычно предполагают, что это излучение имеет тепловую природу и скорее всего обусловлено пылью, нагретой ультрафиолетовой радиацией молодых горячих звезд (само наличие пыли рассматривается как веский довод в пользу интенсивного звездообразования (Харитч и Пачини, 1975)).

Пылевая гипотеза имеет ряд проверяемых следствий:

1. Частоты максимумов у разных объектов могут сильно различаться.

2. Размеры пылевого облака должны быть достаточно большими, чтобы ультрафиолетовая радиация не разрушила пыль. Поэтому инфракрасное излучение не может быть переменным на короткой шкале времени (порядка дней и месяцев).

3. Оптическое излучение ожидается сильно покрываемым.

Хотя часть наблюдаемого инфракрасного излучения вполне может объясняться пылью, имеющиеся данные не подтверждают указанных следствий в полном объеме. Так, возросшее число известных квазаров и активных галактических ядер с инфракрасным излучением не поколебало давнишнего вывода наблюдателей, что это излучение имеет характер «ликов», положение максимумов у которых приблизительно одинаково, независимо от мощности источника. Далее, у некоторых квазаров и квазароподобных источников быстрая инфракрасная переменность обнаружена, и она не согласуется с пылевой гипотезой. Наконец, разделение ядер сейфертовских галактик на два класса показало, что в одном из них покраснение оптического континуума из-за пыли определено мало (Адаме и Видман, 1975). Даже в тех сейфертовских ядрах, где покраснение указывает на наличие пыли, объяснение всего инфракрасного излучения как теплового требует непомерно большой массы пыли (Эдмунде и Виграмсингх, 1975).

Однако концепция компактного звездного скопления не связана жестко с пылевым происхождением инфракрасного излучения. Совершенно иной механизм последнего возможен в пульсарной модели активного ядра, впервые указанной Кардешем и Рисом и детально разработанной Ароном и др. (1975). Оказывается, что если в центральной области галактики частота событий, приводящих к появлению пульсаров, достаточно велика (1—100 событий в год), то ожидаемые свойства ансамбля пульсаров, такие как светимость (тепловая и нестепеновой компоненты, флуктуации) и геометрия (частые размеры, структура) будут довольно близко напоминать наблюдаемые свойства активных галактических ядер.

Энергия, освобождаемая пульсарами, черпается в конечном счете из их вращения. Но начальная угловая скорость пульсара ω , не может быть неограниченно большой. При ω , превышающей некоторую критическую скорость, звезда становится деформированной к неэквивалентно-симметричным возмущениям и бурно теряет энергию с угловой момент посредством излучения гравитационных волн. Для стандартной модели пульсаров максимальные угловы

скорость и кинетическая энергия, получаемые из условия устойчивости составляют $\omega_{\text{мат}} = 10^{12} \text{ сек}^{-1}$, $(\Delta E)_{\text{мат}} = \frac{1}{2} I \omega_{\text{мат}}^2 = 10^{52.9} \text{ эрг}$. Но эта максимальная и тем более типичная энергии значительно ниже необходимой для объяснения радиовспышек в квазарах. Например, для двух компактных радиостационарных в квазаре 3С 273 даже минимальная требуемая энергия, находящаяся из условия равномерного распределения, составляет соответственно $9 \cdot 10^{34} \text{ эрг}$ и $5 \cdot 10^{54} \text{ эрг}$ (Джонс и др., 1974).

Разрешение этого противоречия, возможно, состоит в том, что согласно Ароусу и др. (1975) очень компактное скопление пульсаров может быть не простой арифметической суммой отдельных пульсаров, а иметь некоторые коллективные эффекты. Например, если при образовании нового пульсара его магнитное поле служит «спусковым крючком» для высвобождения энергии частиц, априорно выходящих всеми пульсарами в межпульсарное пространство, ΔE может быть гораздо больше, чем у отдельного пульсара.

Идея источника энергии как скопления непрерывно образующихся эмитирующих нейтронных звезд — пульсаров представляется довольно обещающей. Однако ее приложимость к объяснению реальной галактической и квазарной активности пока остается под вопросом. Не вдаваясь в детали, отметим две главные трудности:

1. Основные параметры скопления (размеры, частота вспышек сверхновых и др.) произвольны и во известное, могут ли они быть получены как результат естественной эволюции*). Сложность модели, большое число привносимых параметров делает трудным проверку самой ее основы.

2. Довольно серьезной представляется и другая проблема. Имеются все растущие свидетельства того, что изменения оптической светимости ряда квазаров и сейфертовских галактик носят неслучайный характер.

В работах Гудзенко, Озерного и Чертопузда (см. ссылки у Озерного, 1974а) было показано, что модель псевдослучайных случайных взрывов, будучи сопоставлена с наблюдаемой оптической переменностью квазара 3С 273, отвергается с достоверностью 98—99%. Это не зависит от еще

спорного вопроса, является ли оптическая переменность этого квазара квазипериодической или нет. Вместе с тем регулярный характер изменений блеска у ряда других объектов, перечисленных в таблице (стр. 135), делает «многопульсарную» модель активного источника маловероятной (Озерный и Усов, 1976).

К этому же примыкает следующая трудность. Согласно основному предказнянию модели Ароуса и др. (1975) позиционные углы поляризации последовательных вспышек должны быть некоррелированы. Однако повторяющиеся радиовспышки в ряде объектов имеют практически одинаковые позиционные углы (см., например, Шилизи и др., 1975). При этом радиокомпоненты поляризуются парами, разлетаясь в противоположные стороны в направлении протяженных двойных радиокомпонентов (Келлерман и др., 1975).

Хотя неслучайный характер вариаций светимости такой значительной устойчивости может быть получен и в модели цепной реакции связанных пульсаров, представляет интерес модель источника энергии, в которой такие явления происходят автоматически. Реализация этого, очевидно, возможна у источника как единого тела. В следующих двух параграфах мы рассмотрим подобное тело в неколебавшемся состоянии (§ 5) и после коллапса (§ 6).

§ 5. Вращающееся магнитоплазменное тело

Образование единого когерентного объекта в виде сверхмассивной звезды может быть результатом (стадий) эволюции плотного звездного скопления или продуктом аккумуляции в ядре газа, потерянного в ходе эволюции звезд. Первой (и простейшей) моделью единого тела как источника энергии была вращающаяся сверхмассивная звезда, поддерживаемая в равновесии давлением радиации. Теория таких сверхзвезд, детально развитая Фаулером (1964) и Зельдовичем и Новиковым (1967), показывает, что из-за малого запаса устойчивости они должны фрагментировать или (я) коллапсировать. Очень малое время жизни $\sim 10 (2M/10^8 M_\odot)^{-1}$ лет, как и другие свойства сверхзвезд (например, преимущественно тепловой характер их излучения) не соответствуют длительно-

*) Серьезные трудности, возникающие на этом пути для квазаров, обсуждаются в работе Озерного (1974а).

сти и явно тепловому характеру активности ядер галактик и квазаров.

Однако сверхмассивное тело, которое обладает вращением и магнитным полем, радикально отличается как по устойчивости, так и по своим наблюдательным проявлениям от сверхзвезды. В наиболее общем случае вклад в равновесие могут осуществлять, в различных пропорциях, радиация, вращение и магнитное поле (Озерной, 1966); такое тело получило название магнитоид.

Имеются две экстремальные ситуации, зависящие от вклада теплового излучения: «горячая» (высокоэнтропийная) и «холодная» (низкоэнтропийная). В первом случае форма тела ближе к сферической, тогда как во втором — к очень тонкому диску. Эти ситуации могут быть связаны генетически, соответствуя различным стадиям эволюции сверхмассивного тела. Будучи при своем формировании более или менее сферическим, оно может приобрести дисковую форму на последних стадиях своей жизни. Интересно, что оптический континуум «среднего» квазара после вычитания степенного (синхротронного) компонента имеет квазипланковскую форму, которая обусловлена, скорее всего, тепловым излучением сверхмассивного тела и указывает на реализацию в квазарах «горячего» (высокоэнтропийного) варианта магнитоида. Хотя нужны дальнейшие подтверждения этой интерпретации, особенно для активных ядер галактик, ниже мы остановимся более подробно на результатах, относящихся именно к «горячему» варианту.

Планище вращения и пологой магнитной поля приводит к тому, что «горячий» магнитоид будет излучать не только тепловое L_{th} , но также и тепловое электромагнитное (в простейшем случае — магнито-дипольное L_{md}) излучение. Предположение, что магнито-дипольное излучение может ускорить частицы до релятивистских энергий, по аналогии с ситуацией в пульсарах, делает его особенно интересным и важным в отношении многочисленных приложений.

Оказывается, что два требования: 1) $L_{md} \gg L_{th}$ и 2) время жизни больше, чем $\sim 10^5$ лет, фактически однозначно конкретизируют характер вращения и магнитного поля в магнитоиде. Именно, возможность достаточно продолжительного и мощного магнито-дипольного излучения

реализуется в случае однородного вращения и квазидипольного поля, у которого магнитная энергия меньше, но порядка гравитационной энергии. Такой наклонный ротор есть простейшая, но очень интересная частная реализация магнитоида; в «холодном» варианте она получила название «спиннар», или «гигантский пульсар» (Моррисон, 1969).

Рассмотрим некоторые вопросы электродинамики и эволюции такого сверхмассивного наклонного ротора (Озерной и Усов, 1973). Сверхмассивный «горячий» наклонный ротор массы M_8 (в единицах $10^8 M_\odot$) и радиуса R_{16} (в единицах 10^{16} см) имеет тепловую светимость

$$L_{th} \approx 10^{46} M_8 \text{ эрг/сек}$$

и магнито-дипольную светимость

$$L_{md} = \frac{2}{3c} H_p^2 \Omega^4 R^6 \sin^2 \chi \approx 10^{42} M_8^4 R_{16}^{-4} \sin^2 \chi \text{ эрг/сек},$$

где $H_p \approx 10^6 \chi^{1/2} M_8 R_{16}^{-2} \text{ эрстед}$ — магнитное поле на полюсе, Ω — угловая скорость, $\chi \lesssim 1$ — отношение магнитной энергии к гравитационной. Хотя вне ротора имеется плазма (межзвездная плазма, электродинамически экранируемая плазма и плазма, истекающая из ротора за счет ротационной неустойчивости), она не нарушает вакуумное приближение, в котором верна формула для L_{md} . Однако истекающая плазма, как оказывается, играет очень важную роль, осуществляя трансформацию магнито-дипольного излучения очень высокой частоты ($10^{-8} \div 10^{-5} \text{ эв}$) в наблюдаемое тепловое излучение. Эта трансформация происходит, когда плазма, истекающая в виде двух струй, достигает светового цилиндра ($r = c/\Omega$), после чего она ретескуется в «облакающие» ротор. Теперь низкочастотная электромагнитная волна поглощается в тонком плазменном слое и ускоряет частицы слоя до энергий $\gamma = E/mc^2 \sim 10^4$. Ускоренные релятивистские электроны излучают в магнитном поле $H \sim 1$ э преимущественно на частоте $\nu \approx 10^6 H^2 \text{ эв}$, которая приходится на субмиллиметровый и инфракрасный диапазоны. С высокочастотной стороны спектр будет довольно крутым из-за обрыва в распределении релятивистских электронов. С низкочастотной стороны имеет место синхротронная реабсорбция на частоте $\nu \lesssim 5 \cdot 10^{12} \text{ эв}$, которая очень

слаба защищает от параметров ротатора. В этом отношении (и в ряде других) сверхмассивный наклонный ротатор как модель источника энергии в активных ядрах хорошо объясняет основные особенности их тепловое излучение, которое нередко сосредоточено в инфракрасных спектрах, очень похожих у различных активных популяций.

Хотя в радиодиапазоне квазары и активные ядра выделяют меньшую мощность, чем в инфракрасной и оптической областях, его роль для анализа природы энерговыделения очень важна. Причина в том, что механизм радиовызлучения — наиболее определенный и по общепринятым представлениям — синхротронный. Это позволяет получить столь важную характеристику как магнитное поле. Анализ переменного радиовызлучения квазаров с учетом вероятной анизотропии расширения радиокомпонентов позволял заключить (Озерной и Улановский, 1974), что магнитное поле источника достигает огромных значений $10^5 - 10^6$ э, ожидаемых в модели сверхмассивного наклонного ротатора.

Излучение ротатора должно быть переменным в различных диапазонах. Причина в том, что истечение плазмы из ротатора происходит не непрерывно, а пульсирующим образом вследствие конкуренции разных механизмов потери момента вращения. Сочетание вращения и пульсирующего истечения вещества может объяснить квазипериодический характер изменения блеска у некоторых квазаров и активных ядер (Озерной и Усов, 1976).

Рассмотрим теперь, как меняется со временем светимость ротатора в процессе его векового сжатия вследствие потери энтропии и углового момента. На рис. 24 показаны радиусы ротатора (у которого отношение кинетической и гравитационной энергии $z = 1/4$) в характерные моменты его эволюции. В качестве начального взят радиус

$$R_{0z} \approx 10^{18} \left(\frac{z}{0.1} \right)^{2/5} M_8^{3/5} \text{ см},$$

при котором сжимающееся облако достигает центробежного равновесия и переходит в фазу квазистатического сжатия. При радиусе

$$R_{cz} \approx 4 \cdot 10^{14} \left(\frac{z}{0.1} \right)^{-1} M_8 \text{ см}$$

имеет место потеря устойчивости за счет эффектов общей теории относительности. Радиус, на котором качественно меняется характер излучения, существенно зависит от начального угла χ между магнитной и вращательной осями. При радиусе

$$R_{md} \approx 3 \cdot 10^{16} \epsilon^{1/4} (\sin \chi)^{1/2} M_8^{2/4} \text{ см}$$

магнито-дипольное излучение становится равным тепловому. При $R < R_{md}$ величина L_{md} становится больше L_{th} и быстро растет (как R^{-4}). Если бы угол χ оставался неизменным, такой рост привел бы к резкому уменьшению

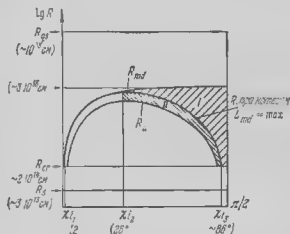


Рис. 24. Характерные радиусы сверхмассивного наклонного ротатора, на которых качественно меняется характер излучения, в зависимости от начального угла между магнитной и вращательной осями. Численные значения даны для массы $M = 10^8 M_\odot$ при $z = E_{rot}/E_{grav} = 1/4$ (равномерное распределение между магнитной, вращательной и тепловой энергиями). В области $I \, dL_{md}/dt > 0$, а в области $II \, dL_{md}/dt < 0$.

времени жизни. В действительности же магнито-дипольное излучение уносит угловой момент таким образом, что угол χ уменьшается. В результате для $26^\circ < \chi < 86^\circ$ изменение L_{md} со временем оказывается немонотонным (рис. 25). При $R = \frac{5}{4} R_{md} \cos^2 \chi$ магнито-дипольное

изучение достигает своего максимума,

$$L_{\text{ind}}^{\text{max}} = L_{1b} (5 \sin^2 \chi_1)^{-1} \left(\frac{5}{4} \cos^2 \chi_1 \right)^{-4},$$

после чего уменьшается. При радиусе $R < R_1 \equiv R_{\text{max}} \cos^2 \chi_1$ магнитная ось становится столь близкой к вращательной, что снова делается меньше или порядка L_{1b} . Такое поведение соответствует ожидаемому вековому изменению активности ядер галактик и квазаров как некоему их «возгоранию», достигшему максимума активности и последующему ее затуханию (см. § 2).

Здесь мы подходим к важному вопросу, какова судьба магнитоида. Большую популярность приобрела гипотеза Линден-Белла (1969), согласно которой любой источник энергии квазаров должен в конце концов коллапсировать и превратиться в «черную дыру». Согласно этой гипотезе галактические ядра — это просто «мертвые квазары», а активность ядер обусловлена аккрецией окружающего газа. Рассмотрим эту концепцию более подробно.

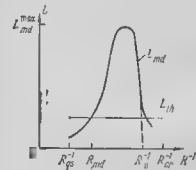


Рис. 25. Вековое поведение тепловой (L_{1b}) и магнито-динойной (L_{md}) светимостей сверхмассивного наклонного ротора на мере его квазистатического сжатия.

§ 6. Аккрецирующая «черная дыра»

Гравитационный коллапс был предложен в числе первых гипотез об источнике мощной энергии. Эта идея, угаснув на несколько лет, сейчас переживает свое второе рождение, теперь уже под новым именем «черной дыры». Привлекательность «черной дыры» как источника энергии обусловлена следующими причинами:

1. Образование сверхмассивной «черной дыры» в центрах галактик в результате коллапса газа или компактного скопления звезд кажется неизбежным в рамках общей

теории относительности. Правда, принципиальная неизбежность не означает, что «черные дыры» с необходимостью должны существовать в галактических ядрах и квазарах к сегодняшнему моменту. Скорость эволюции материи Вселенной к сингулярности неизвестна — это и есть причина, почему мы не можем утверждать а priori, что в ядрах галактик сейчас имеются сверхмассивные «черные дыры».

2. Выделение энергии при сжатии ограничено лишь величиной $0,42 M^2 = 10^{44} (M/M_\odot)^2 \text{ эрг}$, которая очень велика для больших масс. Основная проблема состоит в отыскании длительно работающего механизма освобождения этой энергии, так как коллапс сам по себе протекает за очень короткое время $\sim 10^3 \cdot (M/10^6 M_\odot) \text{ сек}$.

Солнцепервыми, а затем, более детально, Линден-Белла (1969) показали, что аккреция материи, падающей на «дыру» извне, может служить непрерывным источником энергии. Чтобы объяснить энерговыделение активных ядер и квазаров, обычно предполагают, что они содержат «черные дыры» с массами от $10^7 M_\odot$ (ядра галактик) до $10^{11} M_\odot$ (квазары) (см., например, Новикова и Тори, 1973). Более того, если допустить, как считает Линден-Белла, что ядра галактик — это умершие квазары, то масса «черных дыр» в ядрах галактик может доходить, в принципе, до $10^{11} M_\odot$.

Межзвездный газ, падающий на «черную дыру», в типичных условиях имеет удельный угловой момент, много больший, чем момент на последней устойчивой орбите «черной дыры» $1/2R \sim R_g$. Поэтому аккрецируемый газ должен образовывать диск. Медленно отдавая угловой момент, он накручивается по спирали на централизующую «дыру», и освобождаемая энергия обеспечивает необходимое излучение. К сожалению, вычислить мощность этого излучения можно, лишь зная скорость потери газом своего момента вращения, которая с определенностью не известна. Но верхний предел скорости аккреции можно оценить, приравняв ее скорости M , эжекции газа всеми звездами галактики. Для нашей Галактики $M \sim 1 M_\odot/\text{год}$. Однако фактическая скорость аккрекции M может быть много меньше M . В самом деле, если мощность излучения L обеспечивается аккрецией с эффективностью превра-

щения массы в энергию $\varepsilon = 30\%$, т. е. $L = 0,3 \dot{M} c^2$, то для квазаров ($L \sim 10^{47}$ эрг/сек) требуется значительная аккреция: $\dot{M} \sim 3 M_\odot/\text{год}$, а для ядра нашей Галактики ($L \sim 10^{40}$ эрг/сек) — относительно слабая: $\dot{M} \sim 3 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{год}$.

Спектр излучения диска, окружающего «черную дыру». Центральная область диска, где генерируется большая часть излучения, является optически толстой. Поток $F_1(R)$, выходящий с единицы площади диска между R и $R + dR$, удовлетворяет уравнению

$$2\pi R F_1(R) dR = \dot{M}_\text{и} \frac{c R}{2R^2} dR.$$

Поверхностная температура, необходимая для излучения этой энергии, есть

$$2\sigma T^2(R) = \dot{M}_\text{и} \frac{c R}{4\pi R^2}.$$

Большая часть радиации излучается из области диска $R < 10 R_g$. Отсюда вытекает, что спектр излучения диска будет иметь максимум на частоте (Новиков и Тори, 1973)

$$\nu_{\text{max}} \approx 10^{16} \left(\frac{\dot{M}_\text{и}}{10^{-3} M_\odot/\text{год}} \right)^{1/4} \left(\frac{M}{10^8 M_\odot} \right)^{-1/2} \text{ эВ},$$

которая соответствует оптической и ультрафиолетовой областям спектра.

Истинный спектр диска может сильно отличаться от термического. До-первых, комптоновское рассеяние выходящего излучения на плазме диска приведет к перераспределению энергии в область рентгеновских частот (Шакура, 1972). Во-вторых, часть радиация, генерируемая в наиболее внутренней области, захватывается «черной дырой» (Куиннхэм, 1975). В-третьих, при аккреции могут генерироваться релятивистские частицы, которые в свою очередь будут излучать уже нетепловым механизмом (см., например, Липден-Белл, 1969). Однако эти поправки не устраняют противоречия между основным предсказанием теории аккреции о положении максимума излучения от «черной дыры» вблизи $\nu \approx 10^{16}$ эВ (оптика и ультрафиолет) и наблюдений, согласно которым пик мощности от квазаров и ядер галактик лежит в инфракрасной области ($\nu \approx 5 \cdot 10^{12}$ эВ).

Трудности концепции. Устранение указанного противоречия обычно ищут в предположении, что сверхмассивные «дыры» в ядрах галактик и квазаров окружены толстым облаком пыли, которое образовалось в результате сжатия пыли от газа в аккрецируемом межзвездном веществе посредством лучистого давления. Однако, как указано в § 4, гипотеза о пыльном происхождении всего инфракрасного излучения противоречит наблюдательным данным. Ввиду отсутствия в концепции аккрецирующей «черной дыры» альтернативных механизмов инфракрасного излучения, свободных от возражений, трудности пылевой гипотезы распространяются на саму эту концепцию.

Конечно, пока далеко не все свойства «черных дыр» известны и, тем более, исследованы в деталях. Вместе с тем уже сейчас намечается определенная конфронтация наблюдений с известными свойствами «черных дыр» особенно в отношении квазаров и сейфертовских галактик.

Как неоднократно подчеркивалось (Амбарцумян, 1968), идея коллапса как источника энергии встречает ту фундаментальную трудность при объяснении активности ядер галактик, что наблюдается только нагретое вещество, но не его падение. Наблюдаемые громадные скорости истечения ($\sim 1 M_\odot/\text{год}$ из ядра нашей Галактики, до $10 \div 100 M_\odot/\text{год}$ для ядер некоторых сейфертовских галактик) пока не удалось объяснить концепцией «черной дыры». Между тем эжекция газа препятствует аккреции, причем даже более эффективно, чем излучение. Наблюдаемая в квазарах и ядрах сейфертовских галактик эжекция газа обладает мощностью кинетической энергии (до 10^{45} эрг/сек в квазарах) много большей критической мощности ($\sim 10^{43}$ эрг/сек для $10^7 M_\odot$), начиная с которой истечение газа предотвращает аккрецию. Правда, можно модифицировать стандартную модель «черной дыры» так, что истекающее вещество будет сосуществовать с аккрецируемым (Озерной, 1973). Достаточное условие для этого — автономность источника аккреции от внешней среды (рис. 26). Истекающее вещество является внешним газом, находящимся на значительном расстоянии от «черной дыры». Ревенирумом аккрецируемой массы служит облачный газовый диск вокруг «дыры». Выделяющаяся энергия нагревает внешний газ излучением и выдувает его отток в виде горячего ветра. Возможно присутствие также эда-

чительного количества падцеиовых частиц. Ветер и быстрые частицы возбуждают окружающий газ и ответственны за образование там широких эмиссионных линий.

Но вescерпани в активном ядре источника аккрецируемой массы выступает «пассивная» стадия ядра, на которой светимость «дыры» и отток массы от нее резко падают. Окружающий газ получает возможность аккумулироваться к центру, вновь образуя диск, а светимость «дыры»

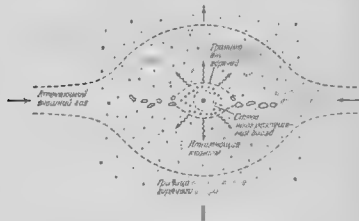


Рис. 28. Сверхмассивная «черная дыра» с источником аккреции, внутренним по отношению к отходящему газу.

начинает нарастать. Когда она превышает критическую, аккумуляция внешнего газа прекращается. Этот цикл может многократно повториться. Таким образом, описанная смена активной и пассивной фаз качественно объясняет рекуррентность активности в ядрах галактик, что ранее в концепции «черной дыры» сделать не удавалось.

Несмотря на эти (и некоторые другие) привлекательные черты, количественный анализ данной модификации «черной дыры» обнаруживает серьезную трудность: верхний предел массы «дыры», еще не препятствующий истечению, оказывается меньше нижнего предела массы, необходимой для объяснения мощности инфракрасного излучения (Озерной, 1973). Это противоречие установлено для

ядра сейфертовской галактики NGC 4151 и нуждается, конечно, в проверке для других объектов.

Любопытный эволюционный тест может быть указан в отношении ядер сейфертовских галактик, которые характеризуются, наряду с мощным излучением, также бурным истечением газовых масс из их ядер. Такое истечение, как известно, обеспечивается «черной дырой» лишь в случае, если ее светимость близка к критической (так называемой эддингтоновской) светимости $L_E = 4\pi c G M_* \mathcal{M}_0 \sigma_T = 1,3 \cdot 10^{38} (\mathcal{M}_0 / \mathcal{M}_\odot) \text{ эрг/сек}$. Если в течение всей стадии активности ядра $L/L_E = \text{const}$ (конечно, с точностью до спорадических нападений), то в ходе аккреции массы «черной дыры», как легко показать, возрастает по закону

$$\mathcal{M}_h = \mathcal{M}_0 \exp \frac{t}{\tau}; \quad \tau = 0,45 \cdot 10^8 \frac{L_E}{1-L} \text{ лет},$$

где $\epsilon = L/\mathcal{M}_0^2$ — эффективность переработки аккрецируемой массы в излучение, $\mathcal{M}_0$ — начальная масса «черной дыры». Из динамических аргументов следует, что в ядрах галактик $\mathcal{M}_0 < 10^8 \mathcal{M}_\odot$ (этот либеральный верхний предел, как показано ниже, может быть еще более понижен). Поскольку $\mathcal{M}_0 \geq (3 \div 10) \mathcal{M}_\odot$, $(t/\tau) < 17 \div 16$. Привлекая астрофизические аргументы, можно полагать, что время существования «черных дыр» в ядрах сейфертовских галактик сравнимо с их возрастом ($\sim 2 \cdot 10^{10}$ лет), т. е. $t > 1,2 \cdot 10^9$ лет. Отсюда немедленно следует, что $L/L_E < 0,4\epsilon/(1-\epsilon)$, что даже при максимально возможной $\epsilon \sim 0,2$ явно недостаточно ($L/L_E < 0,1$), чтобы объяснить наблюдаемое мощное извержение газа из ядер сейфертовских галактик как отток из «черной дыры».

Конечно, необходимо рассмотрение более реалистичной ситуации, чем $L/L_E = \text{const}$, однако, серьезные сомнения в отношении аккрецирующей «черной дыры» как источника энергии в ядрах галактик подкрепляются независимыми аргументами, ограничивающими массу «черных дыр» в «спокойных» ядрах галактик (типа ядра нашей Галактики) весьма низкой величиной (Озерной, 1975а, 1976).

Примем во внимание, что гипотетическая «черная дыра» в центрах галактик погружена в скопление окружающих звезд. При оценке энергоделяния от «дыры» обычно учитываются лишь те звезды, которые близко проходят вблизи «дыры» и захватываются ею. Поскольку

геометрические размеры «дыры» малы, сечение захвата, конечно, тоже мало. Однако «черная дыра», прежде чем «заглотить» «жертву» целиком (на радиусе Шварцшильда), раздирает ее своим мощным приливным воздействием на гораздо большем радиусе Роша:

$$R_R = \left(\frac{15}{\pi} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/3} \right) = 1,4 \cdot 10^{11} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/3} \text{ см.}$$

M_* — масса «черной дыры», а ρ — средняя плотность звезды в солнечных единицах. Величина R_R больше паваршильдовского радиуса $R_s = 2GM/c^2 = 3 \cdot 10^{-5} M/M_\odot$ см, пока $M_* < 3 \cdot 10^6 M_\odot$.

В стационарных условиях скорость приливного разрушения звезд определяется скоростью диффузии их орбит по энергии или угловому моменту. Звезды, разрушаемые приливным воздействием «черной дыры», эффективно превращаются в газ. Скорость аккреции этого газа можно рассчитать, в противоположность случаю аккреции межзвездного газа галактики (у которого скорость передачи наружу углового момента зависит от ряда неизвестных параметров). Расчет дает, что если пренебречь влиянием «черной дыры» на распределение окружающих звезд, скорость аккреции газа от звезд, разрушенных приливными силами «дыры», составляет (Хиллс, 1975)

$$\frac{dM}{dt} \approx 10^{-6} \left(\frac{M_*}{10^6 M_\odot} \right)^{1/3} \frac{\rho_0}{10^6 M_\odot / \text{pc}^3} \times \\ \times \left(\frac{v_0}{\mu_\odot} \right)^{-1/2} \left(\frac{r_0}{200 \text{ км/сек}} \right)^{-1} \frac{M_\odot}{\text{год}},$$

где ρ_0 — пространственная плотность звезд в ядре, v_0 — их дисперсия скоростей.

Даже в наименее выгодном случае сферически-симметричной аккреции турбулентного газа с хаотическим магнитным полем эффективность переработки массы в энергию $\epsilon \sim 0,1$ (Шварцман, 1971), так что электромагнитная светимость «черной дыры» равна

$$L = \epsilon c \cdot \frac{dM}{dt} = 0,57 \cdot 10^{46} \frac{M_*}{0,1 M_\odot} \frac{1}{v_0} \frac{r_0}{\text{год}} \text{ эрг/сек},$$

Комбинация этой формулы с предыдущей дает интересующий нас верхний предел массы «черной дыры», зависящий только от наблюдаемых величин:

$$M_* \leq 1,5 \cdot 10^6 \left(\frac{r}{0,1} \right)^{-3/4} \left(\frac{L}{10^{46} \text{ эрг/сек}} \right)^{3/4} \left(\frac{\rho_0}{10^6 M_\odot / \text{pc}^3} \right)^{-3/4} \times \\ \times \left(\frac{v_0}{\mu_\odot} \right)^{1/4} \left(\frac{r}{200 \text{ км/сек}} \right)^{-1}.$$

Эта формула в применении к ядру нашей Галактики ($\rho_0 \approx 3 \cdot 10^6 M_\odot / \text{pc}^3$, $v \approx 200 \text{ км/сек}$, $L(\text{Sgr B — West}) \sim 10^{40} \text{ эрг/сек}$) дает $M_* \leq 10^5 M_\odot$, а для ядер гигантских эллиптических галактик ($\rho_0 \sim 10^{10-12} M_\odot / \text{pc}^3$, $v \sim 500 \text{ км/сек}$, $L < 10^{43} \text{ эрг/сек}$) дает $M_* < 10^6 M_\odot$.

В некоторых случаях «черная дыра» своим гравитационным полем успевает существенно перераспределить окружающие звезды таким образом, что вокруг «дыры» образуется пылевая плотность. С учетом этого перераспределения верхний предел величины M_* можно еще более повысить. Но даже указанные выше пределы значительно ниже полученных ранее из динамических соображений оценок $M_* < 10^6 - 10^{10} M_\odot$ в приводящих к трем важным выводам.

1. Кратковременная (эддингтоновская) светимость $L_* = 10^{42} - 10^{44} \text{ эрг/сек}$, соответствующая тепловому светимости сейфертовских и радиогалактик. В действительности $L \ll L_*$ (так как при $L = L_*$ «дыра» поглотит всю галактику за $3 \cdot 10^6 \text{ лет}$). Поэтому объяснение этих феноменов в рамках концепции «черной дыры» оказывается невозможным.

2. Гипотеза Ландау-Волла (1969), считающая ядра галактик «мертвыми квазарами», также оказывается в противоречии с полученными верхними пределами массы ядерных «трупов». Хотя эти пределы еще допускают объяснение сравнительно слабых «огорков» в ядрах нормальных галактик, включая ядро нашей Галактики (Шкловский, 1975), они достаточно низки, чтобы исключить полное превращение источников энергии квазаров и активных ядер галактик в «черные дыры».

3. В последнее время широко обсуждается вопрос о том, не могут ли реликтовые «черные дыры» быть главным фактором образования галактик. Показано (Гизан,

1972), что если реликтовая «черная дыра» служила центром образования нашей Галактики посредством аккреции, масса «дыры» должна возрасти к сегодняшнему моменту до $10^8 M_\odot$. Ясно, что указанные выше много меньший верхний предел исключает эту неортодоксальную идею.

§ 7. Проблемы генезиса и эволюции источников энергии

Обычный подход к выяснению того, насколько адекватны рассмотренные выше концепции наблюдаемому характеру активности ядер галактик и квазаров, «фотографичен» — сравниваются свойства модели (обычно статические) с какими-либо свойствами наблюдаемой активности — также в виде «мгновенных снимков». Очевидно, гораздо более информативным был бы «кинематографический» подход — рассмотрение генезиса и эволюции возможных источников энергии и их сравнение со свойствами активных ядер, взятых на различных стадиях эволюции. Такого рода исследования еще нет, и мы напомним здесь лишь некоторые вопросы, анализ которых мог бы привести к дальнейшему прогрессу в понимании природы активности ядер.

Какова взаимосвязь между рассмотренными выше возможными источниками активности ядер и стадией эволюции, на которой эти ядра находятся? Имеющиеся интерпретации, по видимому, исчерпываются следующими: а) связан ли феномен активности с возникновением галактики (или ее ядра)? б) протекает ли он в уже существующей галактике (ее ядре)? в) связан ли он с последними стадиями эволюции галактики (или ее ядра)?

Как видно из предыдущих параграфов, различные источники энергии в ядрах галактик связываются с определенным состоянием ядер. Так, концепция источника как компактного скопления звезд привносится бурному звездообразованию, т. е. сравнительно ранней стадии фазы эволюции ядра; магнетонд может время от времени возникать, функционировать и прекращать свое существование на протяжении всей истории галактики; наконец, аккрецирующая «черная дыра» соответствует фипальному состоянию ядра (хотя темп аккреции на нее может меняться в течение жизни галактики).

Такое более или менее прямое соответствие между имеющимися физическими моделями и той или иной стадией эволюции активного ядра галактики вряд ли случайно: из многих гипотетических выжили именно те модели источника активности, которые принципиально могут отвечать определенной стадии эволюции галактических ядер. Таким образом, различные концепции источника активности — звездное скопление, магнетонд, «черная дыра» — могут не быть взаимоисключающими, а соответствовать просто разным стадиям эволюции квазаров и активных ядер. Однако лишь после разработки значительно более детальных моделей, чем имеющиеся, и исследования их эволюционных свойств станет возможной проверка и конкретизация этого вывода.

Генезис источника активности. Рассмотрим в качестве примера некоторые космогонические вопросы, связанные с единым теем как возможным источником энергии.

Рекуррентность активных стадий в ядрах галактик нешла до сих пор объяснения в концепциях компактного звездного скопления. Обратимся к обоснованию этой проблемы в концепции магнетонда. Необходимо ответить на два важных вопроса: 1) какова судьба источника активности и 2) как происходит воспроизводство нового источника.

Ответ на второй вопрос был подготовлен еще более 30 лет назад, когда стало ясно, что в галактических ядрах с неизбежностью должны накапливаться газ, потерявший далеко произвольционированным звездами. Так, полная потеря массы планетарными туманностями, возможно, доходит до $10^6 M_\odot$ год. Эпикрированный газ в конце концов падает в галактический центр. Поскольку звездная плотность ρ_* много больше начальной плотности аккумуляриемого газа ρ_g , звездообразование в падающем газе невозможно. Когда выполнено противоположное неравенство ($\rho_g \gg \rho_*$), джинсовская масса пающего газа может сформировать обычный звезд. В результате в ядре может сформироваться единый объект очень большой массы, зависшей от морфологического типа родительской галактики (главным образом, от массы ее сферической составляющей и углового момента газа). Полная продолжительность свободного падения газа на галактический центр $t_H \approx \left(\frac{4}{3} \rho_g R_*\right)^{-1/2}$

составляет 10^8 лет при $\rho_c = 10^{-25}$ г/см³. В течение этого времени в ядре может накопиться газовая масса вплоть до $10^8 M_\odot$. Формирование этого газа — источника активности — препятствует дальнейшему стеканию газа. Это не только в отношении межгалактического газа, который может аккрецироваться на галактику и затем на ее ядро только на «пассивной» стадии эволюции ядра.

Переход аккумуляруемой массы от сжатия к квазистационарному равновесию должен сопровождаться «отскоком», появлением ударных волн и нагревом. Детали формирования результирующей квазистационарной конфигурации, магнитовда, в настоящее время еще далеки от ясности. Последующая же квазистационарная эволюция кратко описана в § 5. Необходимость принять во внимание генерацию магнитного поля динамопроцессом делает рассмотрение эволюции еще более сложным.

Вернемся теперь к первому вопросу: какова судьба магнитовда?

Значительная часть массы магнитовда теряется за счет ротационной неустойчивости. Этот газ отбрасывается вовне и на «спокойной» фазе может вновь медленно аккумулялироваться к центру. Однако таким путем не может быть потеряна вся масса. Для остатка существуют только три возможности: 1) неколлапсирующей диск из нейтронных звезд; 2) ядерный взрыв; 3) коллапс. Хотя эти возможности не равноправны, пока не ясно, какая из них предпочтительнее. Большое количество нейтронных звезд едва ли совместимо со сравнительно нормальным химическим составом квазаров. Ядерный взрыв возможен как для сверхмассивных звезд (Фринке и Алленцеллер, 1973), так и для дисков, причем весьма большой массы — до $10^{11} M_\odot$ (Вагонер, 1971). Крайне желателен всесторонний анализ последствий ядерных взрывов, в частности, в отношении пуклеосинтеза.

Что касается последней возможности — коллапса, то, как указано в § 6, «черная дыра» не приводит к очевидным противоречиям, если ее масса достаточно мала. «Черная дыра» такой массы слабо повлияет на характер и величину массы газа, накапливающегося в центре на пассивной фазе галактического ядра. В результате магнитовд второго и последующего поколений массы $M_\odot$, в центре которого образуется одна или несколько «черных

дыр» с общей массой $M \ll M_\odot$, по своим свойствам будет не слишком отличаться от магнитовда первого поколения, т. е. идеального магнитовда без «черной дыры» (§ 5). В то же время такой гибрид радикально отличается от стандартной «черной дыры» массы $M_\odot$, окруженной аккрецирующей массой $M_\odot \ll M$ (§ 6). Отличие существенно, по крайней мере, в двух отношениях: 1) материя гибрида вне находящейся в нем «черной дыры» в большей мере истекает наружу за счет ротационной неустойчивости и эжектируется вовне, чем аккрецируется внутри и 2) источник активности гибрида — это кинетическая (а в конечном счете, — гравитационная) энергия очень массивного газа вне «черной дыры», а не энергия, освобождаемая при медленном оседании газа на центральную маломассивную «дыру». Будущие исследования должны указать наблюдаемые следствия существования такой относительно маломассивной «дыры» в центре неколлапсирующего тела.

Космологическая эволюция квазаров. Дополнительные возможности судить о природе источника активности возникают, если привлечь данные о космологической эволюции радиосточников. Как известно, подсчет числа радиосточников обнаруживает сильную эволюцию их свойств с космологической эпохой. В принципе, возможны две простейшие формы такой эволюции: изменение со временем среднего числа источников, т. е. их пространственной плотности в сопутствующем объеме, и изменение средней светимости источников. Детальный анализ Шмидта показал, что как для квазаров, так и для квазаров, скорее всего, имеет место эволюция не светимости, а пространственной плотности. Эта эволюция происходит по закону $\rho(z) \propto (1+z)^m$ при $z \leq z_{\text{max}}$, где $m \approx 6$, $z_{\text{max}} = 2 \div 4$, причем она одинакова как в оптическом, так и в радиодиапазоне.

Указанный характер эволюции квазаров и квазаров, если он подтвердится дальнейшими исследованиями, накладывает полезные ограничения на модели источника энергии. Так, концепция компактного звездного скопления в варианте звездных столкновений, участвующих со временем из-за осевого сжатия скопления, уже качественно противоречит наблюдаемой эволюции. Наличие эволюции пространственной плотности (а не светимости),

возможно, противоречит и пульсарной модели квазаров. Действительно, повышенную частоту образования пульсаров следует ожидать на ранней стадии эволюции галактик, что приведет к уменьшению со временем светимости (а не пространственной плотности квазаров).

Что касается сверхмассивной «черной дыры» как источника энергии, ее эволюция представляется в общих чертах следующей. Если аккрецирующие «черные дыры» имеются в ядрах галактик, они появились либо в результате «умирания» (коллапса) ядер квазаров (Линдс-Белл, 1969), либо уже на ранней стадии эволюции галактик, которые тем самым обязательно проходили квазарную фазу. В первом случае со временем уменьшается пространственная плотность, тогда как во втором — светимость (в результате уменьшения со временем темпа аккреции из-за постепенного исчерпания газа)*). Видимо, вариант с ранним образованием в ядрах галактик аккрецирующих сверхмассивных «дыр» противоречит характеру эволюции квазаров, у которых при $z \rightarrow 0$ наблюдается уменьшение (уменьшение) не светимости, а пространственной плотности.

§ 8. Заключение

Квазары и активные феномены в ядрах галактик нередко рассматриваются в литературе как ранняя фаза рождающейся галактики, либо как финальная стадия (коллапс) звездной системы. Истинное положение вещей, скорее всего, не является ни тем, ни другим. Феномен активности ядра, по-видимому, не связан с рождением галактики, а имеет место в уже существующей галактике, т. е. вторичен по отношению к ней и может повторяться на протяжении ее жизни, чередуясь с фазами более или менее «пассивного» состояния ядра. Что касается природы энерговыделения на фазе активности, то мы больше знаем о том, какие классы моделей не в состоянии удовлетворительно объяснить многообразие этой активности. Представляется, однако, что в этом отношении астрофизика сейчас ближе к цели, чем десятилетие назад.

*) Если «питание» «черной дыры» осуществляется в основном посредством приливного разрушения окружающих звезд, то светимость «дыры» со временем может даже возрастать.

Видимо, сейчас можно считать установленным, что активные ядра галактик и квазаров — это не «монстры», возникшие почему-либо наряду с нормальными галактиками, а стадия эволюции этих галактик, и что явления активности в квазарах и ядрах галактик различных типов довольно похожи, хотя и различаются в деталях. Примечательно, что основные свойства рассмотренных выше наиболее правдоподобных источников энергии — скопления пульсаров, магнитоиды и аккрецирующей «черной дыры» — тоже качественно похожи в основных проявлениях и различаются в деталях, хотя и валихх. Это делает очень трудным решение вопроса, какой из упомянутых типов источников соответствует той или иной стадии активности. Все же на основе имеющихся данных как теоретических, так и наблюдательных, кажется возможным заключить, что в квазарах и активных ядрах галактик искомый источник не есть скопление случайно и независимо вспыхивающих тел, а представляет собой нечто единое целое. Для решения же более тонкого, хотя и принципиально важного вопроса, является ли этот источник «черной дырой» или еще не коллапсировавшим телом, нужно рассмотреть соответствие этих моделей всей совокупности наблюдательных данных. К сожалению, это сопоставление осложняется недостаточной разработанностью имеющихся моделей (особенно это касается аккреции на «черную дыру», необходимая модификация которой лишь схематически очерчена выше).

Важность проблемы, несомненно, стимулирует дальнейшие теоретические и наблюдательные исследования в этом направлении.

Г Л А В А V ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ

§ 1. Основные свойства звездных скоплений

Для звездных скоплений характерно наличие плотного центрального сгущения — ядра, окруженного значительно менее плотной корональной областью. Ядро скопления обычно дотго бросается в глаза на фоне звездного неба как тесная группа звезд. Члены скопления имеют общее происхождение, близкий возраст, сходный химический состав и связаны между собой силами взаимного притяжения. Исторически сложилось деление звездных скоплений на рассеянные и шаровые. Различие между ними определяется в основном массой этих систем, т. е. числом содержащихся в них звезд.

Шаровые скопления содержат, как правило, десятки и сотни тысяч звезд и обладают настолько сильным полем тяготения, что, несмотря на сильнейшее приливное воздействие со стороны центральных областей Галактики, вокруг которых они движутся по своим галактоцентрическим орбитам, они сохраняют сферическую форму на протяжении огромных промежутков времени, сравнимых с продолжительностью существования Галактики.

Рассеянные скопления содержат от нескольких десятков до нескольких тысяч членов и имеют часто довольно неправильные очертания ядер, определяемые расположением сравнительно немногочисленных ярких звезд. Корональные области большинства рассеянных скоплений теряются на богатом фоне Млечного Пути, на который проектируются эти системы, так что у многих из них нам известны лишь их ядра, отождествляемые по традиции с самими скоплениями. Даже у ближайших к Солнцу рассеянных скоплений мы до сих пор не знаем их наиболее слабых членов.

Размеры звездных скоплений зависят от их массы и расстояния от центральных областей галактик, в состав которых входит рассматриваемое скопление. Радиус корональной области определяется предельным радиусом скопления, т. е. тем расстоянием от его центра, на котором сила притяжения звезды к центру скопления уравновешивается приливной силой, создаваемой внешними (по отношению к скоплению) образованиями. Диаметры звездных скоплений нашей Галактики заключены в пределах от нескольких парсек до 150 парсек, причем радиусы корональных областей, как правило, в несколько раз (а у очень массивных и больших скоплений даже на порядок) превышают радиусы ядер.

Диаграммы величина — показатель цвета звезд типичных рассеянных и шаровых скоплений нашей Галактики с первого взгляда представляют существование различных, однако в действительности они характеризуют эти скопления единого эволюционного процесса. Современная теория звездной эволюции, опирающаяся на расчеты ядерных реакций как источников энергии излучения звезд, позволяет довольно надежно судить о возрастах скоплений по положению тех звезд на этих диаграммах, которые после пребывания на начальной главной последовательности начинают отклоняться от нее по направлению к области красных гигантов и сверхгигантов, увеличивая свою светимость и показатель цвета. Чем меньше масса этих звезд, т. е. чем ниже располагаются они на главной последовательности, тем старше скопление.

На рис. 2 показана диаграмма $V, B - V$ для звезд очень молодого рассеянного звездного скопления NGC 2264 (возраст — около $3 \cdot 10^4$ лет), построенная по данным Уокера (1956). Справа приведена шкала абсолютных величин M_v . Почти все самые яркие и массивные звезды ранних спектральных классов в этом скоплении лежат на начальной главной последовательности (изображенной на этом и последующих рисунках прерывистой линией), еще не успев заметно отклониться от нее, в то время как менее массивные звезды спектральных классов A, F и более поздних еще не успели в процессе гравитационной конденсации занять свое место на этой последовательности и находятся в основном выше нее — в области субгигантов. Многие из этих звезд являются неправильными пере-

ченными, которые называются орионовыми (см. § 2). Положения, занимаемые на диаграмме $V, B - V$ одной и той же переменной в разные моменты времени, соединены на рис. 27 между собой черточками.

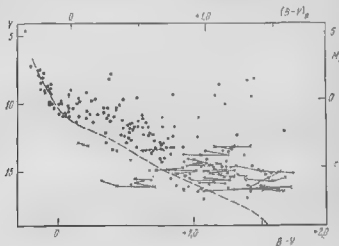


Рис. 27. Диаграмма $V, B - V$ для звезд скопления NGC 2264.

Рис. 28 представляет собой диаграмму $V, B - V$ для звезд скопления Плеяды (возраст — около $2 \cdot 10^7$ лет), построенную в основном по данным Джонсона и Митчелла (1958). Крестиками нанесены положения вспыхивающих переменных, которыми являются практически все члены Плеяд слабее 12^m , $2V$, т. е. $+6.6$ абсолютной величины. Как и на предыдущем рисунке, положения, занимаемые одной переменной в разное время, соединены черточками. В Плеядах открыто уже свыше 400 вспыхивающих переменных звезд ярче 21^m в минимуме блеска.

Звезды, абсолютная величина (M_v) которых ярче $+0.5$ в этом скоплении уже отклонились от начальной главной последовательности, все более слабые звезды постоянного блеска лежат на ней, а вспыхивающие переменные в основной своей массе, по-видимому, еще не успели достигнуть ее, хотя и довольно близки к ней.

Наиболее яркие члены Плеяд, относящиеся к спектральным классам B6—B8, находятся уже на пути прев-

ращения в красные гиганты, после чего диаграмма $V, B - V$ звезд этого скопления будет похожа на соответствующую диаграмму для звезд скопления Гиады (возраст около $7 \cdot 10^8$ лет), представленную на рис. 29 по данным Джонсона и Вулкса (1955), а также ван Альтены (1969).

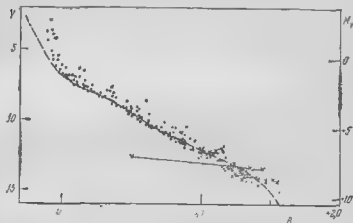


Рис. 28. Диаграмма $V, B - V$ для звезд скопления Плеяды.

В отличие от Плеяд, вспыхивающие переменные в Гиадах не встречаются среди звезд, более ярких по абсолютной величине, чем $+10^m$, 0.

Дальнейшая эволюция приводит к появлению диаграмм, соответствующих звездному составу так называемых скоплений промежуточного возраста. Наконец, мы переходим к диаграммам $V, B - V$ для звезд старых и очень старых рассеянных скоплений. На рис. 30 изображена диаграмма $V, B - V$ звезд скопления M 67 (возраст около $8 \cdot 10^8$ лет), взятая из работы автора главы (Холопов, 1965а).

Аналогичный вид имеют соответствующие диаграммы очень массенных и богатых звездами скоплений. На ранней стадии своего существования эти скопления характеризуются наличием значительного числа массивных сверхгигантов, отсутствующих в скоплениях с небольшим числом членом.

□ *

Скопление χ и η Персея, диаметр короны которого достигает 200 парсек, содержит около 40 000 звезд ярче $+5$ абсолютной звездной величины, т. е. массивнее Солнца.

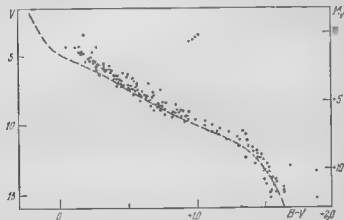


Рис. 29 Диаграмма $V, B-V$ для скопления Гнады.

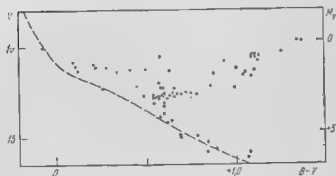


Рис. 30 Диаграмма $V, B-V$ для скопления М 67.

да, суммарная масса которых составляет 100 000 масс Солнца (Холопов, 1963). Основная масса больших звездных скоплений содержится в их коронах и образуется множеством более слабых звезд, недоступных пока на-

шему анализу на таком большом расстоянии от Солнца (2360 пс), на котором находится скопление χ и η Персея. Полная масса этого скопления может достигать миллионов солнечных масс. На рис. 31 изображена диаграмма

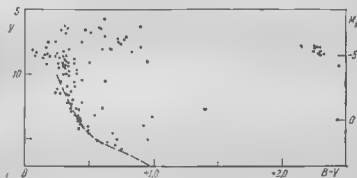


Рис. 31. Диаграмма $V, B-V$ для звезд скопления χ и η Персея

$V, B-V$ его звезд, построенная по данным Джонсона и Моргана (1935). Возраст скопления χ и η Персея — около $8 \cdot 10^8$ лет.

На рис. 32 представлена диаграмма $V, B-V$ для звезд очень старого шарового скопления М 3 нашей Галактики, построенная по данным Джонсона и Сендиджа (1956). Заштрихованным прямоугольником обрисована область горизонтальной ветви, занятой пульсирующими переменными типа RR Лиры, которых в этом скоплении известно уже около 200. Возраст скопления М 3 — около 10^{10} лет.

На рис. 33 приведена схематическая скользящая диаграмма $M_v, B-V$ для звезд ряда шаровых и рассеянных скоплений Галактики и Магеллановых Облаков (Холопов, 1963б). На этой диаграмме совмещены между собой участки, занимаемые слабыми звездами скоплений, не успевшими еще заметно проэволюционировать и отойти от начальной главной последовательности. При этом учтено различие химического состава разных скоплений, обуславливающее относительно уменьшение показателей цвета $B-V$ звезд главных последовательностей скоплений с пониженным содержанием металлов.

Последовательности звезд для скоплений нашей Галактики нанесены тонкими линиями, рядом с которыми указаны названия скоплений или их номера по каталогам Мессье (M) или NGC. Соответствующие последовательности для скопления Большого (БМО) и Малого

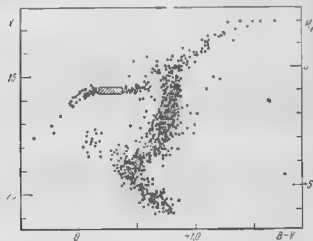


Рис. 32. Диаграмма $V, B-V$ для звезд скопления М 3.

(ММО) Магеллановых Облаков нанесены условными знаками, появившимися в правом нижнем углу рисунка и в подписи к нему. Прерывистой линией нанесена средняя зависимость между средними абсолютными величинами и показателями цвета $B-V$ долгопериодических дефеид плоской составляющей Галактики, а окольцованные крестики соответствуют аналогичным значениям переменных типа W Девы в старых шаровых скоплениях М 2, М 3, М 5 и М 13.

У старых и очень старых звездных скоплений на диаграммах $V, B-V$ в районе абсолютных величин M_v , заключенных в пределах от $+0^m,2$ до $+1^m,5$, наблюдаются горизонтальные ветви. Звезды горизонтальных ветвей шаровых скоплений, имеющие показатели цвета $B-V$ от $+0^m,18$ до $+0^m,40$, являются переменными типа RR Лиры.

Сходный характер физической эволюции членов рассеянных и шаровых скоплений свидетельствует об отсутствии принципиальных различий между этими образованиями. Для того чтобы охарактеризовать звездное

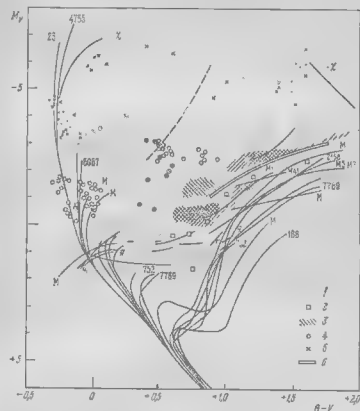


Рис. 33. Сводная диаграмма $V, B-V$ для звезд шаровых и рассеянных скоплений Галактики и Магеллановых Облаков: 1 — NGC 419 (ММО), 2 — NGC 121 (ММО), 3 — NGC 361 (ММО), 4 — NGC 438 (ММО), 5 — NGC 330 (ММО), 6 — NGC 1783 (БМО), Я — Ясли, Г — Гована, ВВ — Волосы Вероники.

скопление, нужно иметь представление о его массе (числе членов), возрасте и химическом составе, который коррелирует с некоторыми особенностями диаграмм величина — показатель цвета звезд этих систем.

Типичные характеристики, пространственное распределение и химический состав старых звездных скоплений нашей Галактики отражают особенности начального распределения в Галактике и химический состав того диффузного вещества, из которого на ранней стадии ее существования возникли эти образования. В то время диаграммы величина — показатель цвета звезд возникавших скоплений напоминали диаграммы нынешних молодых рассеянных скоплений нашей Галактики и молодых шаровых скоплений Магеллановых Облаков.

Старые шаровые скопления Галактики распределены в сферическом объеме, центр которого совпадает с центром Галактики, и сильно концентрируются к этому центру. Содержание металлов (по отношению к водороду) в звездах шаровых скоплений, наблюдаемых в короне Галактики, на ее периферии, в сто раз меньше аналогичного содержания металлов в Солнце и звездах плоской составляющей Галактики. Очень бедные металлами скопления встречаются на всех расстояниях от центра Галактики, но по мере приближения к этому центру среди шаровых скоплений появляются объекты со все более и более возрастающим содержанием металлов. Наиболее богатые металлами шаровые скопления сосредоточены в околоцентральной области Галактики и близ галактической плоскости. Их расстояния от галактического центра не превышают 10 кпс. Содержание металлов у некоторых из них почти нормальное — такое же, как у Солнца, или всего в полтора-два раза меньше.

Галактические орбиты старых шаровых скоплений с наименьшим содержанием металлов очень вытянуты, тогда как старые шаровые скопления с большим содержанием металлов, очевидно, никогда не удалялись на большие расстояния от центральных районов Галактики. Это означает, что диффузная среда в центре Галактики к моменту образования из нее этих скоплений уже имела повышенное содержание тяжелых элементов, по каким бы причинам ни произошло относительное обогащение ее этими элементами. В то же время старые шаровые скопления с малым содержанием металлов могли возникнуть только на периферии сферической протогалактики из диффузной среды, содержавшей мало тяжелых элементов. Эта среда, теряя энергию, падала к центральным райо-

нам протогалактики; образовавшиеся из нее протоскопления сохранили это движение и приобрели таким образом, вытянутые орбиты и возможность попадать в центральные районы.

Рассеянные скопления нашей Галактики концентрируются к галактической плоскости и участвуют в общем галактическом вращении плоской составляющей Галактики с небольшой дисперсией скоростей, достигающей ± 15 км/сек. Самые молодые из них связаны со спиральными ветвями и сильнее концентрируются к галактической плоскости. Старые рассеянные скопления и скопления промежуточного возраста относятся к так называемой составляющей диска; они не показывают связи со спиральными ветвями и слабее концентрируются к галактической плоскости.

Все рассеянные скопления имеют нормальное содержание металлов, присущее звездам плоской составляющей Галактики. Это свидетельствует о том, что уже к моменту образования первых звезд плоской составляющей диффузная среда, концентрирующаяся к галактической плоскости, обладала нормальным содержанием металлов. В настоящее время звездные скопления в нашей Галактике возникают только вблизи галактической плоскости, в районах газово-пылевых спиральных ветвей.

Одновременно с изменением физических характеристик членов звездных скоплений происходит динамическая эволюция последних. Сближения между звездами в ядрах скоплений приводят к взаимному обмену энергией их движения. В результате некоторые члены скоплений приобретают избыточную кинетическую энергию и переходят в область морозы системы или вообще покидают скопление. Идти при этом, как правило, сжимается. Сравнительно быстро диссипируют таким образом скопления со слабым собственным полем тяготения, с небольшим числом членов, т. е. рассеянные. Поэтому в настоящее время из старых скоплений сферической составляющей в нашей Галактике сохранились лишь, наиболее массивные — шаровые. Не исключено, что во время начального коллапса протогалактики, т. е. в процессе свободного падения к ее центру протоскоплений сферической составляющей, противостоят огромным приливным воздействиям центральных областей могли вообще лишь самые

массивные из них. Менее массивные были разорваны и рассеяны во время первого прохождения через центральные районы Галактики. Тот факт, что старые и очень старые рассеянные скопления (такие, как М 67 и NGC 188), значительно уступающие по массе шаровым скоплениям, сохранились до сих пор, может объясняться тем, что они являются скоплениями диска, образованными из газа, который успел приобрести круговое движение, т. е. по-видимому, никогда не приближались к близкому расстоянию к центру Галактики. Это заключение подтверждается результатами недавнего определения элементов галактических орбит этих скоплений (Кизин, Иванен, Хауэ, 1973).

Для того чтобы перейти к рассмотрению процессов образования звездных скоплений, необходимо прежде всего познакомиться со свойствами звездных ассоциаций, ибо, как будет показано в последующих параграфах, звездные ассоциации — это возникающие звездные скопления (для группы таких скоплений), находящиеся на самой ранней стадии своего развития — в процессе формирования из диффузного вещества.

§ 2. Основные свойства звездных ассоциаций

Звездные ассоциации — это тесно связанные с газопылевыми туманностями группировки неправильных переменных звезд сравнительно низкой системности, называемых орлоновыми переменными; если в состав этих группировок входят звезды разных спектральных классов O — B, они называются OB-ассоциациями, в противном случае — T-ассоциациями. Диаметры звездных ассоциаций заключены в пределах от нескольких парсек до сотен парсек.

От звездных скоплений внешне они отличаются тем, что не показывают значительной концентрации ярких звезд к своему центру и в нашей Галактике обычно не выделяются на фоне звездного неба без предварительного выявления их членом методами фотометрического и спектрального анализа.

Звездные ассоциации были открыты в начале нашего века в результате накопления сведений о собственных движениях, лучевых скоростях и спектральных классах

звезд, однако связь между OB- и T-ассоциациями долго оставалась незамеченной.

В середине прошлого века О. В. Струве (1857, 1862) открыл переменность блеска нескольких слабых звезд в районе туманности Ориона, связанной с группировкой горячих гигантов. Струве обратил внимание на непосредственную связь группы этих переменных с туманностью. К 1904 г. Вольф (1903) и Ливитт (1904) обнаруживали уже 70 членов этой группы. Это — первая обнаруженная T-ассоциация. Первый список T-ассоциаций опубликовали в своей монографии «Переменные звезды» Найт-Гапошкина и Ганюшкин (1938).

В 1918 г., описывая огромную группу B-звезд покрывающую туманность Ориона, Кантейн (1918) отметил, что по своей природе она подобна типичным звездным скоплениям и содержит также звезды спектрального класса A. Это, в сущности, одно из первых описаний OB-ассоциации Орион I. Первые списки подобных группировок горячих звезд высокой светимости опубликовали почти одновременно в конце двадцатых годов Шарлье (1920), Струве (1928) и Паннекук (1929). При этом Струве и Паннекук определяли расстояния и размеры этих группировок, а Паннекук привел рисунок, показывающий распределение 37 звезд этой O — B-звезд в проекции на галактическую плоскость. Тогда же появились термины «агрегаты» для обозначения таких обширных группировок B-звезд как группа Ориона и поток Скорпиона — Центавра.

К началу 30-х годов представление о том, что O- и B-звезды часто образуют в пространстве большие скопления, не бросающиеся с первого взгляда и глаза без предварительного выделения их членов с помощью средств спектрального анализа, получило широкое распространение.

Многие астрономы писали об этом в своих статьях, многие учитывали фактор скучивания B-звезд в своих теоретических исследованиях. В монографии Найт «Звезды высокой светимости» (1930) к скоплениям звезд Паннекука применяется термин «ассоциации». Впоследствии в том же году монография Шерли «Звездные скопления» (1930) термин «звездные ассоциации» применяет к огромным движущимся скоплениям вроде группы Большой Медведицы.

Открытие Триумплером в 1930 г. возможности определения межзвездного поглощения света в нашей Галактике поставило перед исследователями задачу учета влияния этого поглощения на видимые угловые размеры групп горячих звезд и на протяженность их по лучу зрения. Появились высказывания о том, что многие из этих группировок являются просто частями обширных звездных облаков, наблюдаемыми в более свободных от поглощения, т. е. более прозрачных, направлениях галактического пространства.

Предпосылки для более тщательного изучения группировок горячих звезд (двумерная спектральная классификация, возможность тонкого определения показателей и избытков цвета звезд) были созданы к концу 30-х годов. Обширная группировка горячих и холодных сверхгигантов вокруг двойного ядра скопления η и χ Персея была детально изучена Вайделманом (1943), а группировка горячих сверхгигантов вокруг ядра скопления NGC 6231 — Струве (1944).

В 1945 г. Джой (1945) исследовал спектры 11 наиболее ярких орлиновых переменных, которые он назвал звездами типа Т Тельца.

В 1947 г., обратив внимание на упомянутые выше работы Вайделмана и Струве, а также на работу Джоя, из которой, казалось, следовало, что немногочисленные изученные Джоем звезды типа Т Тельца сосредоточены в основном в двух противоположных ограниченных областях неба, В. А. Амбарцумян (1947, 1949) сделал вывод о случайном происхождении группировок звезд таких редких типов. Вскоре обширные группировки горячих звезд были названы О-ассоциациями, а аналогичные группы переменных типа Т Тельца — Т-ассоциациями (Амбарцумян, Маркарян, 1949).

Считая, что ассоциации содержат лишь сравнительно немногочисленные звезды того вида, которые определяют их тип (О — В или Т), Амбарцумян высказал гипотезу о низкой пространственной плотности и динамической неустойчивости ассоциаций в поле притягивающих сил Галактики. Отсюда следовало, что ассоциации как звездные системы возникли сравнительно недавно и, следовательно, процесс звездообразования в Галактике продолжается и в настоящее время.

Этот вывод подкреплялся указаниями на то, что в состав О-ассоциаций часто входят звезды типа Р Лебеда и Вольфа — Райе, из поверхностных слоев которых происходит быстрое истечение вещества. Судя по скорости истечения, эти звезды не могут наблюдаться в таком состоянии больше нескольких миллионов лет. Признаки истечения вещества отмечались также у звезд типа Т Тельца.

Большие размеры ассоциаций при сравнительно небольшом числе входящих в них членов, казалось, могли быть объяснены лишь тем, что ассоциации представляют собой расширяющиеся системы, занимавшие первоначально гораздо меньший объем.

К тому времени идея о продолжении в настоящее время в Галактике процесса звездообразования уже носилась в воздухе. В работах Бока (1946), а также Бока и Рейли (1947), посвященных изучению глобул — небольших темных круглых туманностей, высказывалось мнение, что глобулы являются протозвездами, находящимися в стадии гранитационного сжатия.

Концепция, выдвинутая Амбарцумином, стимулировала всестороннее исследование группировок горячих гигантов и орлиновых переменных, к которым стали относиться как к молодым объектам, находившимся в стадии становления. Хотя звездные ассоциации были известны как хорошо выраженные звездные группировки уже довольно давно, многие успели забыть об этом, многие не знали этого, и после появления упомянутых работ Амбарцумия эти объекты начали заново переоткрываться и изучаться (Холлов, 1950; Маркарян, 1952; Морган, Уитфорд, Коуд, 1953; Шмидт, 1958 и др.).

Одной из существенных особенностей О-ассоциаций, на которую раньше не обращали внимания, стало считаться обязательное присутствие в группировках горячих звезд одного или нескольких рассеянных звездных скоплений, содержащих горячие звезды. Эти скопления стали называться ядрами ассоциаций. В то время звездные скопления еще полностью отождествлялись со своими ядрами, и почти никто не догадывался о том, что их реальные размеры гораздо больше кажущихся; первые указания на это, сделанные в свое время Шепли (1916, 1930) и Триумплером (1922), были забыты.

Амбарцумян и Маркарян (1949) обратили также внимание на наличие в О-ассоциациях кратких систем горячих звезд, подобных Трапедии Ориона. По оценкам Амбарцумяна (1950), системы типа Трапедия должны распадаться за несколько миллионов лет, если их полная энергия отрицательна, и быстрее, если она положительна. В ассоциациях были замечены и другие выходящие из равновесия структурные образования — звездные цепочки, цепочки небольших звездных группировок.

Мысль о положительности полной энергии систем типа Трапедия приводила к представлению о возникновении звезд в небольших объемах пространства и о последующем разлетании их во все стороны со скоростями 5—10 км/сек. Так, по мнению Амбарцумяна (1950; 1955), возникали звездные ассоциации, которые стали определяться уже как системы с положительной полной энергией, постепенно увеличивающие свои объемы и разлетающиеся в пространстве. Этот вывод привел Амбарцумяна к отрицанию возможности возникновения звезд из диффузного вещества (ибо при этом возникает система с отрицательной полной энергией) и к введению дополнительной гипотезы — о существовании сверхплотных дозвездных тел (D-тел) неизвестной природы, распад которых на звезды приводит к возникновению разлетающихся ассоциаций. В то же время, по представлениям Амбарцумяна, на тех же D-тел в том же объеме могут возникать и устойчивые ядра ассоциаций — скопления, обладающие отрицательной полной энергией.

Взгляды Амбарцумяна, конечно, были подтверждены обнаружением Бэлау (1952) расширения группировки горячих звезд в районе ξ Персея и выводом о положительности полной энергии Трапедии Ориона, сделанным Паренго (1954). Однако тогда же появились первые критические высказывания и сомнения в правильности этих взглядов (см., например, «Труды Второго совещания по вопросам космогонии», состоявшегося в 1952 г.*). Сомнениям подвергалась в основном реальность самих ассоциаций как звездных группировок. Критика велась на

уровне начала 30-х годов и постепенно прекратилась. Реальность ассоциаций была признана. Но даже тогда не была признана доказанной динамическая неустойчивость О-ассоциаций. Постепенно стала все яснее вырисовываться возможность совершенно иной интерпретации наблюдаемых явлений.

Детальное ознакомление с группировками переменных звезд типа Т Тельца, на которые обратил внимание Амбарцумян в 1947 г., показало (Холонов, 1951), что две большие, казавшиеся чрезвычайно разреженными, «ассоциации» звезд этого типа состоят из нескольких самостоятельных группировок орбитальных переменных, гораздо более компактных и плотных, чем это предполагалось ранее. По звездной плотности эти группы на Т-ассоциаций сравнимы с ядрами звездных скоплений, и об их динамической неустойчивости не может быть и речи. Незначительность дисперсии скоростей их членов (меньше 2 км/сек; см. Хербинг, 1962) не позволяет говорить о расширении этих систем. Кроме того, все они так тесно связаны с плотными темными туманностями, что никто еще не знает, каковы истинные полные массы этих образований. Диаметры их заключены в пределах от 3 до 40 пс (Холонов, 1970).

Таким образом, Т-ассоциаций в том смысле, какой придавался им в 1947 г. Амбарцумяном при введении этого понятия, не существует. Вывод о существовании двух основных типов ассоциаций — О и Т, — общими признаками которых (как звездных группировок) считались большие размеры и высокая пространственная плотность, нуждается в пересмотре.

Ассоциации едины по своей природе. Любая ОВ-ассоциация содержит в себе звезды типа Т Тельца. Т ассоциации в современном смысле этого слова отличаются от ОВ-ассоциаций только тем, что в них не видно массивных звезд классов О — В.

Открытие множества орбитальных переменных во всех ОВ-ассоциациях, в которых они различивались (см., например, Холонов, 1958), и обнаружение в этих системах огромных масс ионизованного и нейтрального водорода, достигающих многих десятков тысяч солнечных масс (Менон, 1958; Уэйд, 1957) означает, что средние плотности ОВ-ассоциаций гораздо выше тех, которые приписывались

* Так, Б. А. Воронцов-Вельяминов утверждал: «Не наблюдается ни таких звездных систем нового типа, называемых звездными скоплениями и облаками, и никаких ионизированных систем газов, которые можно было бы считать неустойчивыми» (стр. 91).

ли в конце сороковых годов. ОВ-ассоциации содержат в себе звезды всех спектральных классов — от O — B до M, относящиеся к главной последовательности и области субгигантов. Изображенная на рис. 27 диаграмма V, B — V звезд молодого скопления NGC 2264 является типичной диаграммой для членов ОВ-ассоциаций.

В начале шестидесятых годов выяснилось, что сами представления о структуре многих ОВ-ассоциаций подлежат ревизии в свете исследований корональных областей звездных скоплений (Артюхина, Холопов, 1963; Холопов, 1968). Эти исследования показали, что любое звездное скопление состоит из двух основных областей — ядра и короны (см. § 1). Чем массивнее скопление, тем больше его размеры, определяемые размерами короны. Члены скопления, находящиеся в его короне, не покидают скопления, не теряют связи с ядром, ибо средняя плотность корональной области достаточно высока для того, чтобы эта область была динамически устойчивой в поле притягивающих сил Галактики (Холопов, 1968).

Уже в 1963 г. стало ясно (Холопов, 1965в), что яркие звезды классов O — B, наблюдаемые вокруг ядер О-ассоциаций, следует в ряде случаев рассматривать как индикаторы корональных областей обыкновенных стационарных звездных скоплений, ядрами которых являются ядра этих ассоциаций. Это означает, что эти ассоциации являются обычными звездными скоплениями. То, что ранее называлось ядром ассоциации, оказывается ядром скопления, а то, что считалось неустойчивой ассоциацией, окружающей ядро, оказывается плотной устойчивой короной скопления. Именно такими скоплениями оказались, в частности, ОВ-ассоциации Персей I (скопление h в χ Персея) и Скорпион I (скопление NGC 6231).

В далеких скоплениях мы распознали только самые яркие члены короны, парциальная плотность которых в короне скопления выше, чем в пространстве, окружающем скопление; содержащиеся в коронах более слабые члены далеких скоплений обычно недоступны нашему восприятию, так как теряются на богатом фоне звезд поля. Именно поэтому средняя плотность корональных областей далеких ОВ-скоплений кажется такой высокой.

Система типа Трапеции с начала пятидесятых годов считалась образцом динамически неустойчивых систем,

обладающих, может быть, даже положительной полной энергией. Между тем изолированных систем типа Трапеции, по-видимому, не существует. Большинство реальных систем этого типа, компоненты которых являются звездами классов O — B, входит в состав ядер молодых звездных скоплений. Поэтому компоненты систем типа Трапеции являются всего лишь наиболее массивными и яркими членами скоплений, не покидающими пределов их ядер. В 1971 г. это было показано на примере самой Трапеции Ориона Дубошиным, Рыбакович, Калинин и Холоповым (1971). По мере расширения Трапеции ее компоненты испытывают все возрастающее притяжение к центру системы со стороны множества других звезд скопления, остающихся внутри Трапеции, и в конце концов возвращаются обратно. Трапеция как бы пульсирует, то расширяясь, то сжимаясь. Даже при несинхронном возвращении к центру остающихся и движущихся в пределах ядер яркие члены скоплений могут случайно вновь и вновь (особенно в проекции) образовывать трапециевидные конфигурации.

Недавно Аллен, Поведа и Уорли (1974) рассмотрели 42 системы типа Трапеции из списка Амбарцумяна (1954), для которых имеются позиционные наблюдения на протяжении 70—100 лет. Ни в одной из них (даже в Трапеции Ориона) авторам не удалось обнаружить явлений расширения, т. е. систематического увеличения расстояний между всеми компонентами.

Совершенно не подтвердилось и появившиеся в начале пятидесятых годов сообщения о расширении нескольких звездных скоплений.

Наблюдаемые у некоторых ассоциаций явления расширения подсистем их ярких членов, как правило, очень сомнительны. В ряде случаев они свидетельствуют всего лишь об удалении друг от друга видимых рядов, но совершенно независимых группировок горячих звезд, каждая из которых не показывает никаких признаков расширения. Однако широко известно явление выбрасывания массивных горячих звезд из районов ОВ-ассоциаций.

Для объяснения этого явления Блау (1961) предположил, что звезды, вылетающие из ассоциаций, при своем возникновении входили в состав двойных систем, главные компоненты которых превратились в сверхновые

II типа, сбросили с себя при вспышке половину своей массы и потеряли способность удерживать свой компонент на его орбите. Несмотря на то, что еще в 1964 г. Повед (1964) пришел к заключению, что масса, теряемая при вспышке сверхновой II типа, в 100 раз меньше, чем принималось ранее, гипотеза Блану продолжает пользоваться популярностью.

Однако уже через несколько лет было предложено иное решение проблемы происхождения выбрасываемых из ассоциаций звезд, основанное на предположении о возможной начальной эволюции протозвездной системы.

§ 3. Выбрасывание звезд из коллапсирующих протозвездных систем.

Ассоциации — возникающие звездные скопления

Звезды возникают в недрах темных туманностей. Начальная фаза эволюции возникающего звездного скопления скрыта от взоров исследователя, ибо протозвездные туманности практически непрозрачны. Только получение в далеком инфракрасном и радиодиапазоне может проходить через них. При определенной степени сжатия и увеличения плотности диффузной среды происходит распад туманности на протозвезды.

Если туманности медленно сжимаются, возникающие протозвезды сохраняют скорости тех участков туманности, из которых они возникли, но в то же время получают возможность падать к центру туманности. При отсутствии вращения происходит так называемый динамический коллапс протоскопления, т. е. процесс свободного падения протозвезд к центру системы. Одновременно коллапсируют сами протозвезды, превращаясь в звезды.

Современные электронные вычислительные машины позволяют моделировать поведение гравитационно-взаимодействующей системы, состоящей более чем из сотни тел, т. е. рассчитать ее динамическую эволюцию при разных начальных условиях. При этом выявляются удивительные особенности коллапса. В работах Стэндиши (1968), Арпи и Вейсмана (1973) показано, например, что коллапс протоскопления с однородным начальным распределением плотности протозвезд не приводит к стягиванию протоскопления в одну большую массу. Мини-

мальный радиус скопления, достигаемый в процессе коллапса, составляет 0,2—0,3 величины начального радиуса коллапсирующей системы.

В процессе коллапса вследствие перераспределения энергии между сближающимися протозвездами может происходить выбрасывание отдельных протозвезд из наиболее плотной центральной области протоскопления. В сущности, это те же явления, которые давно изучались теоретически динамикой звездных систем. Классическую теорию динамической эволюции стационарных звездных скоплений можно дополнить теперь анализом быстро развивающихся динамических явлений. Процесс начального коллапса во много раз усиливает явления обмена энергией и превращает вначале спокойную инертную массу диффузного облака в бурно эволюционирующую динамическую систему. Это первый толчок. Большие кинетические энергии выбрасываемых из протоскопления звезд приобретаются последними за счет отрицательных полных энергий образующихся тесных пар (Повед, Руна, Аллен, 1967; ван Альбда, 1968). Так могут возникать звезды, вылетающие из ассоциаций. Они должны быть одиночными, а не двойными, что и наблюдается в действительности.

Не исключено, что именно это явление выбрасывания массивных горячих звезд на самой ранней стадии образования звездного скопления наблюдается в случае ассоциации ξ Персея, создавая иллюзию расширения всей системы. В районе этой группировки наблюдается несколько плотных темных туманностей, из которых могут выбрасываться эти звезды.

Результаты работ Повед, Руна, Аллен и ван Альбды позволяют понять сущность явлений «расширения» звездных ассоциаций. Эти явления свидетельствуют не о положительности полной энергии O-ассоциаций, не о распаде этих систем, а об удалении друг от друга совершенно независимых ассоциаций или о выбрасывании из них отдельных звезд, могущих получать при этом очень большие скорости. Чем массивнее звезды, участвующие в процессе гравитационного коллапса, тем эффективнее его действие. Не исключено, что превращение выброшенных из ассоциаций протозвезд в звезды может происходить уже вне пределов ассоциации — в поле Галактики.

С каждым годом контуры теории возникновения звезд из диффузного вещества становятся все более определенными. Как показано в работе Агрета и Хиллса (1972), эта теория предполагает, что протоскопления должны состоять из ряда субскоплений. После достижения критической плотности газово-пылевое облако делится на два или несколько облаков меньших размеров. Дальнейшее сжатие этих облаков приводит к их последующему делению, до тех пор пока не образуется цепочка или группа облаков, каждое из которых распадается уже на группу протозвезд — субскопление.

Уместно отметить, что подобная структура наблюдается, в частности, в ассоциации Ориона. Скопление Меч Ориона состоит из четырех субскоплений (скопления NGC 1981, группы 42 Ориона, скопления Трапеции и группы ϵ Ориона), расположенных вдоль прямой линии.

Агрет и Хиллс с помощью ЭВМ исследовали динамическую эволюцию модели протоскопления, состоящего из цепочки субскоплений. Рис. 34, взятый из их статьи, позволяет проследить за отдельными этапами этой эволюции. На рисунке показаны положения звезд в скоплении в проекции на плоскости XZ и YZ. Первоначальная цепочка субскоплений расположена вдоль оси Z. Звезды перенумерованы в соответствии с их принадлежностью к восьми субскоплениям в начальный момент $T = 0$.

Вначале субскопления находятся в покое относительно друг друга, затем начинается свободное падение внешних цепочки к центру системы (начальный коллапс). Временной параметр T на рис. 34 определяется выражением $T = t/\tau$, где t — время, а τ — промежуток времени от начала эволюции скопления до момента максимального сжатия системы, обусловленного ее начальным коллапсом. При начальной массе протоскопления, равной 120 солнечным массам, и радиусе протозвездного облака в момент начала деления, равном двум парсекам, $\tau = 3 \cdot 10^6$ лет. В процессе начального коллапса восемь субскоплений сливаются в четыре, затем в два и, наконец, в одно. Одновременно из каждого субскопления выбрасываются звезды за счет образования внутри субскоплений тесных двойных звезд.

К моменту слияния всех субскоплений в одно (существует несколько миллионов лет после начала эволюции) систе-

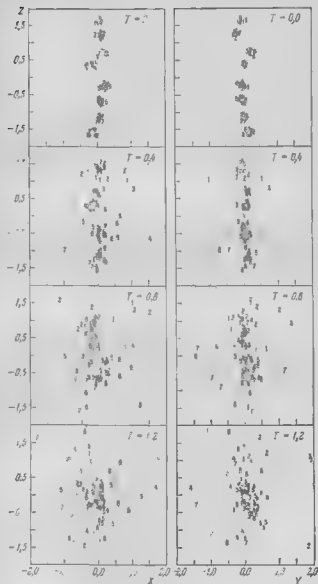


Рис. 34. Динамическая эволюция модели протоскопления состоящего из цепочки субскоплений согласно Агрету и Хиллсу (1972).

мил выглядит уже как типичное звездное скопление, характеризующееся наличием ядра и окружающей его стационарной короны, за пределами которой находятся удаляющиеся от скопления звезды, выброшенные из системы со скоростями, превышающими скорость освобождения. По выражению Ларсета и Хиллса, скопление достижит своей конечной конфигурации за достижения динамического равновесия, безвозвратно теряя около одной трети образовавшихся в нем звезд. После достижения этого равновесия (к моменту $T = 2 - 2,5$) скорость динамической эволюции скопления заметно замедлится.

На основании всех имеющихся сведений о свойствах звездных ассоциаций, изложенных выше, мы приходим к выводу, что звездные ассоциации — это, скорее всего, обычные звездные скопления, только находящиеся на самой ранней стадии своего развития — в процессе формирования на диффузного вещества.

Совершенно ясно, что скопления не появляются на свет в готовом виде, и формирующиеся скопления по своей структуре и составу могут существенно отличаться от скопления сформировавшихся. Они связаны с диффузными туманностями и состоят, как правило, из субскоплений орбитальных переменных. Расчеты Ларсета и Хиллса показывают, каким образом система субскоплений может превратиться в обычное звездное скопление. Отсутствие видимой концентрации ярких звезд к центрам многих ассоциаций, отличающее их от уже сформировавшихся звездных скоплений, объясняется тем, что наиболее плотные центральные части этих образований скрыты в недрах темных газово-пылевых облаков, в которых они формируются.

В свете современных представлений об образовании звезд можно расположить многие наблюдаемые на небе объекты в единую эволюционную последовательность, описание которой посвящен следующий параграф.

§ 4. Возникновение и эволюция звездных скоплений

Звезды образуются в холодных недрах темных газово-пылевых облаков. Один из ближайших к нам комплексов таких облаков находится в созвездии Тельца — Возничего на расстоянии примерно 300 лс от Солнца. На

этом расстоянии отрезок, равный 20 лс, виден под углом $3^{\circ}8$. На рис. 35 показаны очертания некоторых из этих облаков, изображенные в Атласе темных туманностей, составленном Барнардом (1927). Черные точки — наиболее яркие звезды фона. Обращает на себя внимание цепочка особенно плотных темных образований, расположенных в данном темном канале, простирающемся от западного облака В 211 к восточному облаку В 19. Это — глобулы. Они еще не изолировались друг от друга. Южнее находится вторая цепочка глобул.

В районе темных облаков на рис. 35 видны группы орбитальных переменных, изображенных крестиками. Это Т ассоциации. Сира — ассоциация Т1 Тау, сена — Т3 Тау (Холопов, 1970). Поглощение света в центральных районах этих облаков чудовищно велико. Хербинг и Пеймберт (1964) показали, что оно во всяком случае превосходит 4^m . Это означает, что орбитоны переменных, наблюдаемые здесь нами, расположены в основном в наружных районах облаков. Мы не знаем, сколько еще звезд и протозвезд этих группировок скрыто под покровом ассоциированных с ними темных туманностей.

На рис. 36 показана диаграмма $V, B - V$ звезд этих группировок, построенная по данным Смака (1964) и Варсавского (1966). Как и на рис. 27, черточками соединены положения, занимаемые на диаграмме одной и той же переменной в разные моменты времени. Прерывистой линией изображена начальная главная последовательность.

В рассматриваемых группировках нет ярких горячих звезд. Наоборот, в них преобладают звезды с спектральными классами G — M. Как оценить возраст этих группировок, если в них не наблюдается явлений расширения и даже не видно звезд, вступающих на главную последовательность? Это можно сделать с помощью современной теории гравитационной конденсации звезд из диффузного вещества (см. главы VI, VII).

Звезды возникают в процессе гравитационного коллапса диффузных протозвезд. За последние годы многие исследователи, особенно Хаяши (1966) и Ларсон (1963, 1972), добились выдающихся успехов в исследовании явления коллапса. В отличие от Хаяши, использующего ряд упрощающих предположений о течении

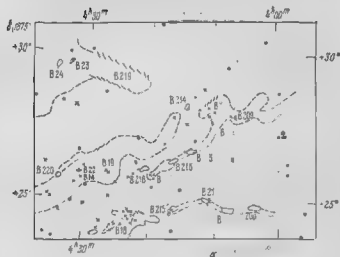
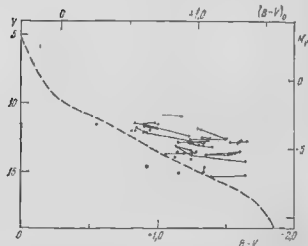


Рис. 35. Район Т-ассоциации и созвездия Тельца.

Рис. 36. Диаграмма M , $B - V$ для звезд Т-ассоциации Т1 Тау и Т3 Тау.

коллапса, Ларсон численно решал полную систему дифференциальных уравнений, описывающих процесс коллапса протозвезды с первоначально однородным распределением плотности. Оказалось, что при этом в диффузном облаке образуется очень небольшое центральное ядро, имеющее звездную плотность, — зародыш звезды, размеры которого увеличиваются по мере выпадения на него вещества облака. Не останавливаясь на деталях процесса, описанных в главе VII, отметим, что по истечении 10^5 лет протозвезда, масса которой равна солнечной массе, превращается в процессе сжатия в звезду с радиусом, равным двум радиусам Солнца, и светимостью, превышающей светимость Солнца в полтора раза. Наружные слои звезды схвачены конвекцией. Глубина конвективной зоны достигает половины радиуса звезды. В дальнейшем звезда продолжает сжиматься до момента вступления на начальную главную последовательность, причем глубина ее конвективной зоны уменьшается. Все звезды с массами меньше 1,5 солнечной массы имеют такие зоны, с существованием которых связана неправильная переменность блеска звезды во время приближения ее к начальной главной последовательности (в частности, появление вспышек). В отличие от теории Хаяши, расчеты Ларсона показывают, что у звезд спектральных классов, более ранних, чем A5 V, с массами, превышающими две массы Солнца, конвективная зона вообще не образуется.

Звезда, возникающая в коллапсирующем облаке, остается скрытой от глаз наблюдателя до тех пор, пока оптическая толща окружающей ее газово-пылевой оболочки превышает 1. Наблюдатель может обнаружить лишь инфракрасное излучение объекта. Постепенно оптическая толща оболочки уменьшается вследствие выпадения ее вещества на поверхность звезды (в случае звезд малой массы) или в результате рассеивания остатков оболочки возросшим лучевым давлением звезды (в случае звезд большой массы). По расчетам Ларсона (1972) звезда становится видимой визуально тем раньше, чем меньше ее масса. Так, у звезды с массой, равной 0,25 солнечной, оболочка становится прозрачной через $2,8 \cdot 10^3$ лет, у звезды с массой, равной солнечной, — через $8,7 \cdot 10^5$ лет, у звезд с массой, равной двум массам Солнца, — через $1,4 \cdot 10^6$ лет. За это время подобные звезды еще не успе-

вают превратиться в обычные звезды главной последовательности и, следовательно, мы можем видеть их в стадии, предшествующей вступлению на главную последовательность. Мы и наблюдаем именно такие объекты, когда изучаем орлионы переменные в ассоциациях или вспыхивающие переменные типа UV Кита поздних спектральных классов в скоплениях вроде Плеяд и Гиад. Причиной переменности их блеска является бурная конвективная и хромосферная активность, сопровождающая продолжающееся сжатие этих звезд. Слабые вспыхивающие переменные в скоплениях могут оставаться конвективными, находясь уже на главной последовательности.

Звезды, массы которых превышают две массы Солнца, вступают на главную последовательность, когда оптическая толща падающих на них остатков облака остается еще очень большой. Они становятся видимыми уже как вполне сформировавшиеся члены главной последовательности. Поэтому среди самых молодых звезд спектральных классов O—B практически нет орлионов переменных, а переменно блеска тех из них, которые ранее были отнесены к категории переменных звезд, в настоящее время, при проведении более точных фотоэлектрических наблюдений, не подтверждается (Кардполол, 1971).

Отсутствию в ассоциациях T1 Тау и T3 Тау, изображенных на рис. 35, орлионов переменных спектральных классов A—F позволило Кухи (1974), используя приведенные выше оценки времени появления в ассоциации молодых звезд разных масс, оценить возраст этих группировок — близкий к $8 \cdot 10^5$ лет. Звезды спектральных классов O—A или вообще не могут образоваться в ассоциированных с этими группировками тучных облаках, или (что вероятнее) еще не успели поглотить или сбросить с себя окружающие их околозвездные оболочки и сделаться видимыми. Недавние открытия в тучных туманностях компактных областей II II и инфракрасных источников излучения (см., например, Аллен, Пенстон, 1975), свидетельствуют именно о второй возможности.

Согласно Парсону (1972) возрастающее в процессе коллапса лучевое давление формирующихся звезд, массы которых превышают три массы Солнца, может остановить этот процесс и привести к быстрому расширению остатков соответствующих околозвездных оболочек. При этом

происходит сравнительно быстрое увеличение блеска звезд. Расчеты показывают возможность возрастания блеска на 5—6 величин за время порядка одного года. Именно такое возрастание блеска наблюдалось у связанных с диффузными туманностями орлионов переменных FU Орiona (см., например, Холопов, 1970) и V 1037 Лебеда. Возрастание блеска FU Орiona находило объяснение в рамках теории Халши. Возможно, FU Орiona и V 1037 Лебеда находятся на разных стадиях эволюции и кажущиеся сходными явления их вспышки вызваны разными причинами.

Так как одновременно с физической эволюцией протозвезд происходит динамическая эволюция протозвездной системы, из коллапсирующих группировок массенных протозвезд, скрытых в протозвездных туманностях, могут выбрасываться отдельные объекты, иррадиационные в звезды классов O—B. В этом случае мы будем наблюдать систему *тепных* туманностей, окруженную вылетающими из нее звездами ранних спектральных классов. В этой стадии эволюции, по-видимому, находится ассоциация ξ Персея. На рис. 37, размещенном из статьи Леш (1969), представлены собственные движения ярких звезд ассоциации ξ Персея относительно среднего собственного движения этой системы. Радиусы пунктирных окружностей, нанесенных вокруг концов векторов собственных движений, соответствуют вероятным ошибкам определения этих движений (для векторов, нанесенных пунктиром, эти ошибки превышают $0''.004$ в год). На рис. 37 нанесены также очертания наиболее плотных темных туманностей, наблюдаемых в этом районе. В будущем, даже если 20—30% ярких членов ассоциации покинут систему, наблюдатели увидят ядро скопления, ассоциированного с этими облаками.

Как только становятся прозрачными околозвездные оболочки, окружающие одну или несколько из возникших и оставшихся в системе массенных горячих звезд спектральных классов O—B, излучение этих звезд ionизирует водород в их окрестностях и прекращает процесс звездообразования в этом районе. Ионизованный горячий газ начинает расширяться и разгонять своим давлением окружающее скопление массы нейтрального водорода, связанного с остатками пылевых туманностей. Возникшее

звездное скопление как бы сбрасывает с себя непроницаемую завесу, окутывавшую его в процессе рождения, и становится видимым. В этой стадии эволюции находятся такие системы, как ассоциация Ориона I, содержащая туманность Ориона, и скопление NGC 2264 в созвездии Единорога. Обе системы имеют совершенно сходные диаграммы $V, B - V$ (см. рис. 27). В обоих случаях яркие

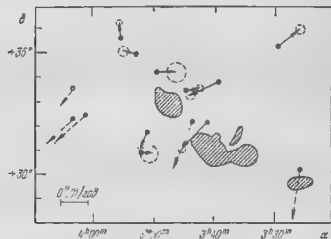


Рис. 37 Собственные движения ярких звезд ассоциации $\frac{1}{2}$ Персея относительно среднего собственного движения системы по данным Лип (1969).

O — В звезды этих группировок лежат на начальной главной последовательности, тогда как звезды класса A и более поздних спектральных классов еще не легли на нее.

Существование излома на диаграммах $V, B - V$ звезд очень молодых скоплений, наблюдаемого в районе звезд спектрального класса A0 (с показателями цвета $B - V = 0^m, 0$), предсказывается расчетами Ларсона. Оно объясняется тем, что звезды классов O — B в очень молодых звездных группировках становятся видимыми, лишь когда они уже находятся на главной последовательности, тогда как звезды класса A и более поздних классов могут в то же время еще наблюдаться в стадии, предшествующей

вступлению их на главную последовательность. Это одно из удивительных подтверждений правильности современной теории образования звезд.

Темные глобулы, наблюдаемые в районе T-ассоциаций в созвездии Тельца и в других системах молодых звезд, могут являться родоначальниками очень массивных горячих звезд. Размеры их сходны с размерами моделей протозвезд, вытекающими из расчетов Ларсона. Рис. 35 показывает, что радиусы глобул, видимых в этом районе, близки к 0,6—0,8 пс. Начальный радиус протозвездного облака с массой, равной десяти солнечным массам, по расчетам Ларсона равен 0,3 пс. Не произошла ли цепочка трех звезд δ , ϵ и ξ Ориона (спектральных классов O9,5 III, B0 Ia и O9,5 I), образующая Полюс Ориона, из цепочки глобул, подобной тем, которые наблюдаются сейчас в районе темных туманностей в созвездии Тельца?

Для только что образовавшихся звездных систем характерно наличие заметных структурных деталей — сгущений звезд, звездных цепочек. Это не аморфные бесструктурные образования, подобные старым шаровым скоплениям, характеризующимся лишь концентральной звезд к центру. Структура молодых скоплений отражает не успевшие сгладиться следы только что закончившихся процессов. Мы уже отмечали, что система Меча Ориона, состоящая из ряда субскоплений, очень похожа на систему, изображенную на рис. 34, дальнейшая динамическая эволюция которой приводит к скоплению с двойным ядром, показанному на том же рисунке.

Подобные скопления тоже наблюдаются на небе. Это, например, неоднократно упоминавшееся нами молодое скопление η и χ Персея, диаграмма $V, B - V$ звезд которого изображена на рис. 31. Некоторые из горячих сверхгигантов этой системы уже покинули начальную главную последовательность и превратились в красивые сверхгиганты. Можно ожидать, что впоследствии произойдет слияние ядер этой системы в одно ядро.

Дальнейшая физическая эволюция звездных скоплений приводит к изменению их диаграмм $V, B - V$, уже описанному в общих чертах в § 1 настоящей главы.

ГЛАВА VI

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ.
ПРОИСХОЖДЕНИЕ ЗВЕЗД ПЕРВОГО ПОКОЛЕНИЯ

§ 1. Проблема образования звезд

Звезды представляют собой основное состояние вещества Вселенной. Поэтому решение проблемы звездообразования является центральной задачей современной астрофизики. Естественно, что решение этой задачи тесно связано с проблемой возникновения кратных звезд, звездных скоплений, галактик. В то же время образование звезд связано и с возникновением планетных систем.

К сожалению, на все стороны проблемы образования звезд могут быть в настоящее время рассмотрены с достаточной степенью полноты. Например, в предыдущих главах были изложены различные теории образования галактик или, точнее, протогалактик — облаков газа с массами $10^9 - 10^{12} M_\odot$. Эти облака должны быть гравитационно связаны, иметь отрицательную полную энергию. Тогда расширение этих облаков, после их обособления, продолжится недолго и вскоре переходит в сжатие. В некоторых теориях протогалактики вообще обособляются в пределах конденсаций более крупного масштаба, возникающих при анизотропном сжатии.

Задачей этой в последующей главе является изложение современных представлений о том, как такие сжимающиеся облака, состоящие из водорода и гелия, с небольшой примесью дейтерия, совершенно ничтожным содержанием лития и полным отсутствием более тяжелых элементов, превращаются в галактики, состоящие из звезд разных типов и межзвездного газа, содержащих значительную примесь тяжелых элементов.

Непосредственно процесс превращения разреженного газа в звезды наблюдать пока не удастся. Правда, развитие в последние время новых радиоастрономических методов (исследование молекулярных линий и космических мазеров), а также быстрое развитие инфракрасной астрономии позволяет наблюдать плотные молекулярные облака и в них объекты, которые, по всей вероятности, являются формирующимися звездами или протозвездами на разных стадиях сжатия. Можно надеяться, что в скором будущем возможностей для непосредственного наблюдения процесса рождения звезд будет больше. Следует отметить, что некоторые этапы образования звезд протекают очень быстро и на этих этапах можно будет следить за эволюцией даже отдельных протозвезд.

В настоящее время в проблеме звездообразования существенная роль принадлежит теории. Однако общая картина звездообразования отнюдь не является умозрительной. Она опирается на огромное количество фактов, данных наблюдений, относящихся к различным типам звезд и галактик, а также к облакам межзвездного газа, к распределению звезд различных типов в галактиках. Анализ этих фактов, поиски связей между различными объектами и служат основой теории, создающей картину образования звезд из первоначальных облаков газа.

Процесс образования звезд в протогалактиках приводит в конечном счете к появлению различных типов галактик: эллиптических, спиральных, нерегулярных, имеющих различные массы, светимости, разные средние химические составы. В свою очередь в спиральных галактиках имеются разные подсистемы звезд, также различающиеся своими параметрами, в том числе и химическим составом. В разных галактиках имеется различное количество межзвездного газа, который чаще всего конденсируется в плоской подсистеме, расположенной в центральной плоскости симметрии галактики.

Существует вполне определенная связь между наличием в системе газа и молодых звезд или объектов, которые еще нельзя назвать звездами, но которые, по всей вероятности, становятся ими. Эта связь является одним из самых веских аргументов в пользу представления об образовании звезд из разреженной среды. Предположение о том, что связь молодых звезд с газовыми туманностями

объясняется одновременным выбросом газа при зарождении звезд из некоторых других объектов, по-видимому, исключаются наблюдениями холодных, очень массивных облаков, также содержащих зарождающиеся протозвезды.

Важно также учесть то, что количество сохранившегося в галактиках газа определяет темп образования звезд, а не их общее количество. Надо только иметь в виду, что в настоящую эпоху наблюдается образование звезд из уже обогащенной тяжелыми элементами межзвездной среды, в то время как теория звездообразования должна рассматривать процесс образования звезд из вещества различного химического состава, и том числе состоящего только из водорода и гелия.

Исследование проблемы звездообразования связано и с современной теорией эволюции звезд, которую мы изложим в главе VIII. Эволюция уже сформировавшихся звезд рассматривается более или менее однозначно, если заданы начальные условия, т. е. масса и химический состав протозвездного вещества. Если звезда не входит в состав тесной двойной системы, то ее эволюция слабо зависит от окружения звезды и от других внешних параметров. Именно поэтому эволюцию звезд можно рассматривать в какой-то мере независимо от условий звездообразования. Правда, для сравнения с наблюдениями надо знать функцию звездообразования, т. е. скорости конденсации звезд с различными массами. Но, еще раз подчеркнем, что роль скоро заданы начальные условия, дальнейшая эволюция прослеживается уже независимо, хотя все этапы этой эволюции можно проследить с достаточной степенью надежности.

Знание теории эволюции звезд необходимо для исследования проблемы звездообразования по следующим причинам. Во-первых, мы наблюдаем галактики сейчас, через 10—15 млрд. лет после того, как в них сформировались первые звезды, и нужно знать, какие из этих звезд сохранились и какие исчезли. Во-вторых, в процессе эволюции звезд меняется их химический состав, а следовательно, изменяется и химический состав всего населения галактик. В-третьих, в процессе эволюции звезды теряют часть своей массы (с обогащенным химическим составом). Необходимо знать, какая доля массы и какого состава была возвращена звездами обратно в состояние разрежен-

ной среды. На все эти вопросы современная теория эволюции звезд может дать более или менее определенный ответ.

Например, на теории эволюции звезд следует, что существенная часть ($\sim 30 \div 50\%$) массы вещества, находившегося в звездах первого поколения, могла быть выброшена обратно в виде обогащенного тяжелыми химическими элементами газа. В то же время масса газа, существующего сейчас в галактиках, существенно меньше массы старых звезд. Уже отсюда следует, что межзвездный газ должен был превратиться в звезды, — больше ему нигде негде «спрятаться».

Проблема звездообразования состоит из двух частей. Во-первых, теория рассматривает условия образования звезд первого поколения в протогалактиках, образовавшихся путем конденсации первичного газа, по-видимому, почти лишенного тяжелых элементов. Величина существовавшего тогда магнитного поля неизвестна. Во-вторых, нужно исследовать условия образования звезд последующих поколений в настоящее время, когда всходящим материалом служит межзвездный газ, уже существенно обогащенный тяжелыми элементами. Этот газ сосредоточен вблизи плоскости Галактики, характеризуется существованием спиральной структуры и обладает заметным магнитным полем. Свойства его хорошо изучены на основе наблюдений.

Вторая часть проблемы образования звезд может использовать больше наблюдательных данных — известные звезды и скопления звезд, которые находятся, по-видимому, в самом начале своего эволюционного пути. Можно четко определить места преимущественного образования звезд (внутренние края спиральных рукавов). Поэтому теорию образования звезд второго поколения легче проверить согласованием с наблюдательными данными.

Конечно, деление звезд на первое и второе поколения надо понимать условно. Процесс образования звезд происходит непрерывно, но такое деление позволяет качественно выявить особенности образования звезд в разных условиях.

В этой главе будут рассматриваться теоретические основы проблемы звездообразования. Мы также обсудим специфику образования звезд первого поколения, хотя,

как уже отмечалось, здесь придется опираться преимущественно на теоретические соображения; следствия теории проверяются наблюдательными данными. Процесс образования звезд первого поколения давно закончился, но старые звездные системы почти не меняют своих динамических свойств и мы наблюдаем их такими же, какими они были более 10 млрд. лет назад, сразу же после окончания этого процесса.

Проблемам конденсации звезд второго поколения посвящена следующая глава.

При чтении этих двух глав читатель должен иметь в виду, что данные о свойствах галактик и звездных систем изложены во введении и главах I, IV, V.

§ 2. Теоретические основы проблемы звездобразования

Гравитационная неустойчивость. Основой многих теорий звездобразования является критерий неустойчивости Джинса. Согласно этому критерию однородная протяженная гравитирующая среда разобьется (фрагментирует) на отдельные сгущения с характерными размерами:

$$\lambda \geq \lambda_J = \left(\frac{\pi}{G\rho} \right)^{1/2} v_s = \left(\frac{\pi \gamma R T}{\mu G \rho} \right)^{1/2} \approx 16 \left[\frac{T (\text{град})}{n (\text{см}^{-3})} \right]^{1/2} \text{ пс}, \quad (6.1)$$

где v_s — скорость звука, R — универсальная газовая постоянная, μ — молекулярный вес (принято $\mu \approx 2$), γ — показатель адиабаты (принято $\gamma = 5/3$), G — постоянная тяготения, T и ρ — температура и плотность среды, n — полная концентрация частиц. Нижний предел массы образующихся сгущений:

$$M \geq M_J = \rho \lambda_J^3 = \left(\frac{\pi \gamma R T}{\mu G} \right)^{3/2} \cdot \frac{1}{\rho^{1/2}} \approx 150 \left[\frac{T (\text{град})}{n (\text{см}^{-3})} \right]^{3/2} M_\odot. \quad (6.2)$$

Формулы (6.1) и (6.2) легко получаются различными способами. Например, очевидно, что флуктуации плотности размером λ начнет неограниченно сжиматься, если ее потенциальная гравитационная энергия

$$U \approx - \frac{G M^2}{\lambda} \approx - G \rho^2 \lambda^5 \quad (6.3)$$

будет по абсолютному значению больше тепловой энергии этого же сгущения, которая имеет величину порядка

$$W_T \approx M v_s^2 \approx \rho \lambda^3 v_s^2. \quad (6.4)$$

Сравнивая (6.3) и (6.4), получаем из условия $|U| \geq W_T$ соотношения (6.1) и (6.2) с точностью до численного множителя порядка единицы.

Другой способ нахождения критерия Джинса заключается в следующем. Пусть флуктуация плотности газа пульсирует с периодом P . Такие пульсации можно описать и с помощью звуковых волн, частоты которых равны $\omega = \frac{2\pi}{P}$, а длины этих волн $\lambda = v_s P = \frac{2\pi v_s}{\omega}$. В то же время, если флуктуация плотности достаточно велика, то ее собственное тяготение заставляет ее сжиматься с характерным временем свободного падения

$$t_f = \left(\frac{3\pi}{2\rho} \right)^{1/2} \approx \frac{2 \cdot 10^8 \text{ сек}}{[\rho (\text{г см}^{-3})]^{1/2}}. \quad (6.5)$$

Эту формулу можно получить, если решить уравнение движения границы пара радиуса R под действием собственного тяготения в предположении, что плотность вещества в парах все время остается однородной.

Флуктуации плотности становятся неустойчивыми, если период пульсации P больше времени t_f . Полагая в (6.5) $P = \frac{\lambda}{v_s} > t_f$, также получаем критерий Джинса (с точностью до численного множителя).

Формула (6.1) с ее численным множителем получается из дисперсионного соотношения для звуковых волн в однородной среде с учетом самогравитации сгущений вещества в волне. В самом деле, у звуковых волн очень большой длины в области сжатия вещества увеличивается гравитационный потенциал, способствующий дальнейшему сжатию и тем самым создающий неустойчивость Джинса. Точное дисперсионное соотношение для этих так называемых «тяжелых» звуковых волн в однородном газе имеет вид

$$\omega^2 = v_s^2 k^2 - 4\pi G \rho, \quad (6.6)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ есть волновое число. Волны неустойчивы, если $\omega^2 < 0$, откуда и следует тотный критерий (6.1).

Обобщение (6.6) с учетом влияния магнитного поля, вращения среды, ее вязкости, теплопроводности и электропроводности позволяет изучить наступление неустойчивости Джинса в разных условиях. Этим исследованым было посвящено много работ, но мы здесь их рассматривать не будем, поскольку, как оказалось, критерий неустойчивости Джинса слабо зависит от вариации внешних условий, и лишь в экзотических случаях может заметно отличаться от (6.1).

Однако еще много вопросов, связанных с критерием неустойчивости Джинса, остаются нерешенными. В частности, пока не удается уверенно определить спектр флуктуаций, на которые распадается первоначально однородная квазиравновесная среда. Знание спектра позволило бы найти функцию звездообразования — вероятности конденсации звезд с разными массами.

Итак, предположим, что в силу неустойчивости Джинса из первоначально однородной среды обособилась некоторая масса (будем считать ее близкой к соответствующему пределу (6.2)) и начала сжиматься. При этом плотность вещества внутри нее будет расти. Очевидно, что сжатие будет продолжаться, если при всех условиях масса сгущения будет оставаться в пределах условия неустойчивости Джинса. Из (6.2) следует, что при сжатии данной массы температура внутри нее должна расти не быстрее, чем $\rho^{1/3}$. Если температура будет расти быстрее, то после некоторого сжатия нарушится неравенство (6.2) для данной массы и дальнейшее сжатие остановится. Это означает, что здесь возросшее газовое давление превышает силу гравитационного сжатия.

В то же время, если температура при сжатии растет медленнее, чем $\rho^{1/3}$, то неравенство (6.2) остается выполненным для данной массы в течение всего этого периода сжатия. Более того, здесь может произойти и дальнейшая фрагментация, поскольку при этом уменьшается величина джинсовской массы и критерий (6.2) оказывается выполненным даже при разбиении данной массы на отдельные части.

Итак, все определяется изменением температуры при сжатии или зависимостью T от ρ .

Если сжатие происходит адиабатически, то температура растет как

$$T \sim \rho^{\gamma-1}, \quad (6.7)$$

где γ — отношение теплоемкостей при постоянных давлении и объеме. Следовательно, неограниченное сжатие имеет место только при $\gamma \leq 4/3$. У обычного идеального газа $\gamma = 5/3$, $7/5$, т. е. больше $4/3$. Уменьшение эффективного показателя адиабаты возможно благодаря явлениям диссоциации молекул и ионизации атомов. На определенных этапах сжатия эти процессы действительно забирают часть энергии, выделяющейся при сжатии, но в целом диссоциация и ионизация не в состоянии обеспечить достаточно сильное увеличение плотности.

Более существенная роль высвечивания энергии, т. е. эффект неадиабатического сжатия. При этом среда теряет энергию на излучение, которое уходит вообще из данной флуктуации, тем самым не позволяя температуре быстро повышаться при увеличении плотности. Например, высвечивание может быть таким, что при сжатии температура все время поддерживается на одном уровне (изотермическое сжатие). Здесь можно формально считать $\gamma = 1$ и очевидно, что критерий неустойчивости всегда выполнен, если он выполняется в начальный момент. Возможно и такое, когда при сжатии температура даже уменьшается ($\gamma < 1$).

Правда, при учете высвечивания не всегда удается получить однозначную связь между температурой и плотностью, т. е. определить эффективную γ согласно (6.7). Здесь можно пойти и другим несколько иным. Высвечивание энергии можно охарактеризовать некоторым временем $t_{\text{вс}}$. В прозрачном газе это время определяется частотой диссоциации частиц, прореагировавших их кинетическую энергию в энергию излучения. В плотном непрозрачном газе время высвечивания определяется просачиванием радиации наружу, так как излучение попадает с поверхности, и кванты должны испытать много поглощений и рассеяний, прежде чем выйдут на поверхность.

Характер сжатия определяется соотношением между временем высвечивания $t_{\text{вс}}$, зависящим от многих параметров — температуры, плотности, химического состава и

размеров облака, и временем свободного падения (6.5). Если (падение из бесконечности) $t_e < t_f$, то газ успевает охладиться раньше, чем он сжимается при свободном падении, и свободное падение практически не тормозится. Если же $t_e > t_f$, то газ не успевает охладиться, свободное падение затормаживается, и сжатие происходит по мере высвечивания, т. е. тем медленнее, чем больше отношение t_e/t_f .

Можно и в этом случае ввести некоторый эффективный показатель $\gamma_{\text{эф}}$, характеризующий связь между плотностью и температурой в процессе сжатия. Если сжатие происходит сравнительно медленно, квазиравновесное, то эффективный показатель $\gamma_{\text{эф}} \approx 4/3$. Согласно теореме вириала потенциальная энергия системы частиц, находящихся в равновесии, в два раза больше по абсолютной величине, чем кинетическая энергия тех же частиц. При квазиравновесном сжатии возрастают и потенциальная и кинетическая энергии, но последние в два раза меньше. Поэтому при таком сжатии ровно половина освобождающейся гравитационной энергии должна высвечиваться. Здесь $t_e > t_f$.

В случае быстрого высвечивания $t_e < t_f$ эффективное $\gamma_{\text{эф}} < 4/3$ и температура системы T опускается ниже, чем требуется теоремой вириала. Отсюда вытекает, что газ будет сжиматься не как целое, и должен распасться на отдельные сгущения, которые будут сжиматься далее и опять распадаться. Этот процесс называется фрагментацией. Напомним, что необходимость фрагментации следует из того, что при сжатии газа с высвечиванием, например, при постоянной температуре, джонсовская длина λ , убывает быстрее, чем размер конденсации или джонсовская масса M_J , становится много меньше начальной массы сгущения. Характер движения фрагментов можно определить, рассматривая превращение энергии в процессе сжатия. Работа сил гравитации при сжатии переходит как в кинетическую энергию падения газа, так и в его нагревание, причем тепло частично уносится радиацией. Если $\gamma = 4/3$, то работа сжатия газа как раз равна уменьшению потенциальной энергии, так что кинетическая энергия падения не растет. Если же высвечивание сильное ($\gamma < 4/3$), то давление газа p мало, и работа при изменении объема V , равная $p dV$, меньше работы

сил гравитации. Поэтому должна расти кинетическая энергия падения, значительная часть которой переходит в энергию хаотических движений фрагментов внутри системы.

Если сжатие фрагментов происходит со скоростью свободного падения, т. е. за время меньшее, чем время перемещения фрагмента на радиус системы (у фрагмента $r > r_{\text{системы}}$), вероятность столкновения между фрагментами в процессе их сжатия невелика. Тогда энергия движения фрагментов не высвечивается, и сжатие системы, состоящей из фрагментов, прекращается. Однако происходит сжатие самих фрагментов, и в конечном итоге происходит при сильном высвечивании, то приводит к новой фрагментации, т. е. каждый начальный фрагмент превращается в систему более мелких фрагментов, которые продолжают сжиматься и в свою очередь фрагментируются, образуя стационарные системы. Процесс дробления прекращается, когда плотность газа, которая в время увеличивается, становится настолько большой, что даже сравнительно малый фрагмент становится непрозрачным, и в дальнейшем сжимается со скоростью, меньшей скорости свободного падения.

Можно назвать протозвездами наименьшие по массе фрагменты, образующиеся в этом процессе. Очевидно, что минимальная масса фрагментации определяется условиями высвечивания, при выполнении которых эффективный показатель $\gamma_{\text{эф}}$ приближается к значению $4/3$. Соответствующую оценку мы приведем ниже. Далее будет рассмотрен и процесс сжатия протозвезд, при котором уже не происходит фрагментации.

Прежде чем столкновениями между фрагментами в системе можно только в том случае, если каждый фрагмент сжимается быстро. Если же в силу каких то причин (уменьшение высвечивания, влияние магнитного поля) сжатие отдельных фрагментов замедляется, то столкновения между ними оказываются существенными. При каждом столкновении фрагментов часть их кинетической энергии переходит в тепловую энергию и высвечивается. Это приводит к дальнейшему сжатию и всей системы фрагментов.

Число число фрагментов, на которое разбивается вся конденсация, очевидно, зависит от того же отношения

т.е., т. е. от теплового режима сжатия. Чем меньше это отношение, тем сильнее падает температура, и следовательно, Джинсовский критерий в процессе сжатия, и тем больше будет число образующихся фрагментов. При изотермическом сжатии конденсация разбивается на 10—20 кусков (Хойл, 1953). Одной из важных задач теории конденсации звезд является нахождение функции распределения фрагментов по массе и по скоростям, что в конечном счете определяет распределение масс образующихся звезд. Эта задача пока не решена без привлечения дополнительных предположений. Очевидно, что распределение масс зависит и от спектра начальных возмущений плотности, и от турбулентных скоростей и вращений газа, и от магнитного поля, и от скорости охлаждения, которая в свою очередь зависит от неоднородности химического состава, содержания молекул, непрозрачности и т. п. Начальные флуктуации могут быть связаны с турбулентностью в облаке (Гаскельский, 1956). Если начальных флуктуаций нет, т. е. облако весьма однородно по всем параметрам, то фрагментация может вообще не произойти, и сжатие будет продолжаться, пока не остановится в центре за счет непрозрачности или перехода в другую фазу. После этого внешние части будут остановлены ударной волной, распространяющейся от центра наружу.

В рассматриваемых упрощенных схемах фрагментации первоначальное облако считалось однородным образованием. Картина несколько меняется, если плотность растет, пусть даже медленно, к центру облака. Тогда внешние части облака при своем сжатии отстают от внутренних, и градиент плотности быстро растет со временем. В результате образуется плотное ядро, окруженное разреженной короной, которая в дальнейшем может тоже сконденсироваться в центре, если не появится давление излучения или газа, нагретого звездами, образовавшимися в центре. Судьба центрального студения зависит от его вращения и магнитного поля. Если центральная плотная часть облака вращается, то она сжимается в диск и одновременно разделяется на несколько частей (Ларсон, 1972).

Процесс фрагментации при свободном падении несколько затруднен тем, что скорость сжатия слабо зависит от плотности. Действительно, если начальные возмущения плотности малы, то они смогут существенно выде-

литься только тогда, когда и вся система сильно уменьшится в размерах, и для дальнейшей фрагментации может не хватить времени. Процесс сжатия флуктуаций может быть ускорен, если имеется еще и тепловая неустойчивость, т. е. если с увеличением плотности температура и давление газа падают, и флуктуация сжимается не только гравитацией, но и внешним давлением. Этот процесс может быть эффективным, если скорость звука на малой сравнительно со скоростью гравитационного сжатия частотой флуктуации. Поскольку последняя скорость приблизительно пропорциональна размеру флуктуации (если $\rho = \text{const}$), тепловая неустойчивость способствует выделению небольших фрагментов.

До сих пор мы рассматривали сжатие облака, не учитывая внешнее воздействие на него. В действительности, облака в галактиках — отнюдь не изолированные объекты. Например, на них действует поле рентгеновского и ультрафиолетового излучения мощных источников или распределенного фона. Возникающее при его поглощении нагревание газа в облаке препятствует сжатию.

Температура газа в облаке должна быть, как правило, ниже температуры реликтового фона (в настоящее время 2,7°K). В более раннюю эпоху эта температура была выше и это тоже надо учитывать. Впрочем, при быстром расширении облаков их температура может оказаться и ниже температуры реликтового фона за счет затрат энергии на работу расширения.

Внешнее давление окружающей среды на сжимающееся облако может облегчить его коллапс. Пусть облако данной массы имеет такие физические условия, что критерий неустойчивости Джинса не выполнен, но внешнее давление больше внутреннего. Например, это может иметь место в случае, когда холодное облако II I окружено горячей фазой II I с высоким давлением. Тогда при сжатии внешним давлением облако может оказаться в конце концов и меньше, чем длина неустойчивости Джинса, после чего начнется и гравитационный коллапс (если, конечно, температура остается низкой). В момент начала коллапса критическое внешнее давление $p_{\text{вн}}$ в четыре раза меньше, чем газовое давление в облаке, т. е. для коллапса при внешнем давлении достаточно 75% силы гравитации по сравнению с коллапсом без внешнего давления.

Более подробно задача о сжатии и коллапсе облака под действием внешнего давления обсуждается в книге Енгланда и Никельера (1963), где приведены и соответствующие соотношения между параметрами. Связь между массой M , радиусом R облака и внешним давлением $p_{\text{вн}}$, при котором начинается коллапс, имеет вид

$$p_{\text{вн}} = \frac{GM^2}{25R^4}. \quad (6.8)$$

Рассмотренная выше картина сжатия и фрагментации также изменяется при наличии фона звезд. В самом деле, допустим, что протонное облако газа с плотностью ρ находится в звездной системе со средней звездной плотностью ρ_* (так что много звезд находится и внутри облака). В этом облако тоже может возникнуть неустойчивость Джинса, если его характерный размер больше λ_J , определенного формулой (6.1), где вместо ρ поставлена сумма $\rho_g + \rho_*$. Образующиеся фрагменты начинают сжиматься, но сжимается только газ, а звездный фон с большой дисперсией скоростей остается при той же плотности. Характерный размер и масса сжимающихся газовых фрагментов теперь определены формулами, переходящими при $\rho_* \ll \rho_g$ в (6.1) и (6.2):

$$\lambda_J = \left(\frac{\pi}{\mu G} \frac{H^2}{\rho_g + \rho_*} \right)^{1/2}, \quad M_J = \left(\frac{\pi}{\mu G} \frac{H^2}{\rho_g + \rho_*} \right)^{3/2} \frac{\rho_g}{(\rho_g + \rho_*)^{1/2}}. \quad (6.9)$$

Если потребовать, чтобы сжатие газа происходило без фрагментации, то (6.9) при $M = \text{const}$ определяет необходимые изменения температуры при сжатии. Отсюда, в частности, следует, что при $\rho_g \ll \rho_*$ сжатие без фрагментации возможно только в случае существенного уменьшения температуры при сжатии газа, как $T \sim \rho_g^{-1/2}$. Даже изотермичности недостаточно для сжатия относительно разреженного газа. Для сжатия с фрагментацией необходимо еще более быстрое падение температуры. Случай $\rho_g \ll \rho_*$, однако, не представляет особого интереса. В случае сравнимости ρ_g и ρ_* в начальный момент сжатие без фрагментации возможно при следующей зависимости температуры от плотности:

$$T \sim \frac{\rho_g}{\rho_*^{1/2}}, \quad (6.10)$$

т. е. сначала при $\rho_g \ll 2\rho_*$ необходимо падение температуры, а при дальнейшем сжатии температура газа может расти. Здесь при изотермичности также возникает фрагментация. Таким образом, наличие звездного фона может воспрепятствовать сжатию изотермического газа относительно низкой плотности.

Однако фон звезд может в определенном смысле и способствовать конденсации межзвездного газа; поскольку он уменьшает характерную массу и длину неустойчивости Джинса, слой газа сжимается сильнее и в том случае может начаться охлаждение. Таким образом, первоначальное сжатие в некоторых случаях облегчается наличием фона звезд, но последующая фрагментация требует существенных ограничений изменения температуры.

Неустойчивость Рэлея — Тейлора. Наличие звездного фона может способствовать еще одному типу конденсации вещества, основанному на проявлении неустойчивости Рэлея — Тейлора (см. Хойл и Харвиг, 1958; Паркер, 1965, 1972). Качественно картину этой неустойчивости можно описать следующим образом. Пусть имеются плоские диски газа и звезд, причем в газ «вморожено» горизонтальное (параллельное плоскости симметрии) магнитное поле. Давление поля увеличивает толщину слоя газа, оно как бы приподнимает газ. Такое равновесие неустойчиво. Действительно, предположим, что на некоторой высоте образовалось сгущение газа. Гравитационное поле фона звезд и газа притягивает эту флуантуацию к плоскости галактики и несколько искривляет силовые линии, создает как бы яму. Поскольку собственное давление газа не может удержать его на такой высоте, а магнитные силы не действуют вдоль силовых линий, то уплотнение газа будет стекать вдоль силовых линий и «магнитные ямы» будут накапливаться там. Усиливающаяся «тяжесть» газа в магнитных ямах еще сильнее прогибает здесь силовые линии, что приводит к более быстрому стеканию. В результате большая часть газа собирается в «ямах», а между ними поле принимает форму арки (с. 38). Распределение плотности вдоль силовых линий определяется гидростатикой без учета магнитного давления. Понижение температуры газа при увеличении плотности может привести, как будет рассмотрено в следую-

ной главе, к последующей фрагментации и к формированию звезд.

Критерий неустойчивости типа Рэлея — Тейлора, полученный Паркером (см. Паркер, 1972), имеет такой вид:

$$\gamma_0 < \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{v_z}{v_a} \right)^2} \left(\frac{2}{\left(\frac{3}{2} - \frac{v_z^2}{8kh} \right)} \right). \quad (6.11)$$

где v_z — дисперсия скоростей газа в направлении, перпендикулярном магнитной индукции B , включающая и



Рис. 38. Неустойчивость Рэлея — Тейлора — Паркера

тепловые движения; $v_a = B(4\pi\rho)^{-1/2}$ — альфвеновская скорость; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число возмущения, h — радиус эквивалентной сферы. К тому же факту, что и магнитное поле, приводит к снижению космических лучей $p_{\text{кл}}$, которое добавляет в скобке в числителе и в квадратной скобке в знаменателе слагаемые $2p_{\text{кл}}/h\rho$.

Чтобы показать на примере, как использовать формулу (6.11), допустим, что дисперсия скорости газа мала по сравнению с альфвеновской скоростью $v_z^2 \ll v_a^2$ и рассмотрим возмущение, заметное меньшее эквивалентной высоты (т. е. $kh = 2\pi h/\lambda \gg 1$). Тогда (6.11) приобретает простой вид:

$$\gamma_0 < \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{v_z}{v_a} \right)^2} \approx \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{v_z}{v_a} \right)^2}. \quad (6.12)$$

С другой стороны, условия высвобождения газа определяют значение γ выражением $T \sim \rho^{1/2} \gamma^{-1}$. Сравнение обоих выражений γ_0 определяет неустойчивые возмущения. В приближении $v_z^2 \ll v_a^2$ неустойчивы возмущения с

длиной волны

$$\frac{\lambda}{h} \geq 17 \gamma_0^{1/2} \frac{v_a}{v_z}. \quad (6.13)$$

При $\lambda \approx h$, где формула (6.12) еще справедлива, и при $\gamma \approx 1$ для неустойчивости требуется $v_a > 17 v_z$, что не выполняется в межзвездном газе. Следовательно, неустойчивыми могут быть только более длинные волны, для которых нужно использовать (6.11). Легко рассчитать, что, например, при $v_z \approx v_a$ и $\gamma_0 \approx 1$ неустойчивы возмущения с $kh \leq 0.43$, т. е. с длиной волны, в 15 раз большей эквивалентной толщины слоя. При $\gamma_0 = 0,5$ $kh \leq 0,75$ и $\lambda \geq 8,3h$. Только при $\gamma_0 \approx 0$ (температура обратно пропорциональна плотности) неустойчивы и волны малой длины.

В следующей главе будет показано, что облачная структура межзвездного газа облегчает развитие неустойчивости Рэлея — Тейлора.

При слабом поле ($v_a \ll v_z$) условие неустойчивости имеет вид

$$\gamma_0 < 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{v_z}{v_a} \right)^2. \quad (6.14)$$

т. е. здесь неустойчивость наступает уже при небольшом уменьшении температуры при сжатии, особенно для длинных волн. То, что во всех случаях предел неустойчивости для длин волн λ определен снизу, легко объяснить качественно. У коротких волн магнитное поле сильнее сопротивляется нагибу, глубина магнитных ям здесь невелика и поэтому стечение газа в эти ямы неэффективно, если шкала высоты газа достаточно велика.

Позже мы рассмотрим оба механизма конденсации неустойчивых газовых облаков — Джинса и Рэлея — Тейлора, применительно к конкретным условиям в Галактике на разных этапах ее эволюции.

Роль вращения и магнитного поля. Процесс сжатия после развития неустойчивости может быть остановлен вращением или магнитным полем. Рассмотрим эти эффекты подробно.

Первоначальное облако газа могло иметь и, наверное, имело начальный момент вращения. Это вращение могло

быть систематическим, т. е. облако вращалось как целое, или оно могло быть флуктуирующим, турбулентным. Тогда отдельные части облака вращаются, но общий момент может быть малым.

При развитии неустойчивости в распаде системы отдельные фрагменты также приобретают свои моменты вращения. При сжатии как системы, так и фрагментов вращение ускорится в силу сохранения момента. Это препятствует сжатию газа к оси вращения. Вместо однородного сжатия появляются уплощенные системы, она превращается в диск.

Условие сохранения момента вращения требует, чтобы характерная величина $I\Omega \approx MR^2\Omega$ не менялась бы в процессе сжатия. Здесь $I \approx MR^2$ — момент инерции ($A < 1$), R — радиус тела в Ω — угловая скорость. Поэтому в процессе сжатия без фрагментации угловая скорость растет как R^{-2} , а линейная скорость вращения — как R^{-1} . Кинетическая энергия вращения растет как $I\Omega^2 \approx \approx AMR^2\Omega^2 \sim R^{-2}$, т. е. быстрее, чем освобождается потенциальная энергия при сжатии, поскольку последние по порядку величины есть GMM/R . Сравнивая обе энергии, приходим, что сжатие останавливается, когда угловая скорость станет порядка

$$\Omega_{\text{лит}} \approx \left(\frac{GM}{AR^3}\right)^{1/2} \approx \left(\frac{4\pi}{3A}\bar{\rho}\right)^{1/2}, \quad (0.15)$$

где $\bar{\rho}$ — средняя плотность. Таким образом, угловая скорость вращающегося тела на предельном сжатии и обратная величина времени свободного падения t_f — сравнимые величины.

Формулу (0.15) можно получить с точным численным коэффициентом, сравнивая центробежную силу на экваторе с гравитационным притяжением.

Если в таком облаке продолжают выполняться условия, благоприятные для гравитационного сжатия, т. е. по-прежнему $\gamma_{\text{ад}} \ll 4/3$, то тело это тело сжимается вдоль оси вращения в диск. Толщина диска определяется условием равновесия гравитации и противодействующих сил от газового и магнитного давлений. Газовое давление здесь может быть существенным даже при $\gamma_{\text{ад}} \ll 4/3$. Дело в том, что при сжатии в диск ускорение силы тяжести g растет, как в случае сжатия сферы, а приближается к ко-

нечной величине $4\pi G\rho_0 h$, где ρ_0 — плотность в середине слоя и h — эквивалентная полутолщина слоя, причем $\rho_0 h \approx \text{const}$ при сжатии диска вдоль оси вращения. Равновесие устанавливается, если градиент давления $\rho_0^2 h^{-1}$ растет при сжатии быстрее, чем ρg , откуда следует условие $\gamma_{\text{ад}} > 0$. Итак, сжатие диска может быть остановлено газовым давлением, если последнее хоть немного растет при сжатии газа. Заметим, что при сжатии также растет непрозрачность газа, что увеличивает эффективную величину γ .

Магнитное поле, если оно имеется в газе, тоже может остановить сжатие. Сильные линии в диске почти параллельны его плоскости, так что здесь $B \sim r \sim h^{-1}$ и магнитное давление $\rho_0 \sim B^2 \sim h^{-2}$. Следовательно, ρ_0 растет гораздо быстрее, чем газовое давление, и даже при слабом начальном поле оно может стать существенным в процессе сжатия. Соответствующие оценки элементарны и мы их приводить не будем.

При квазистатическом сжатии сферического облака фрагментация не происходит. Однако при сжатии в диск радиус диска сохраняется, а плотность газа увеличивается. Когда диск придет в равновесие, его толщина будет лишь немногим меньше джинсовской длины. Поэтому диск разобьется на фрагменты размером порядка его толщины. Если же диск сжимается сначала не стационарно, а как при свободном падении, то он может фрагментировать как и без вращения.

Фрагментация газа в сильно уплощенном диске Галактики будет рассмотрена в следующей главе. Здесь есть ряд интересных особенностей, связанных, в частности, с образованием спиральных рукавов.

Момент вращения диска может передаваться отдельным фрагментам его так, что лишь небольшая часть переходит во вращение фрагмента, а большая часть перейдет в орбитальное движение фрагмента как целого. При этом дальнейшее сжатие фрагментов не останавливается, по крайней мере в начальный период их вращения, а вращение всей системы фрагментов уже не мешает сжатию. Таким образом, фрагментация делает возможным дальнейшее сжатие газа. Однако, чем больше относительный размер фрагментов в момент их отделения, тем больше доля общего момента, которая переходит в их

вращение. Поэтому одна фрагментация не может решить проблему прогрессирующего увеличения плотности газа; вращение фрагментов остановит их сжатие на каком-то этапе. Чтобы сжатие продолжалось, необходимо перенести момент от конденсации в ее внешние слои или в окружающую среду.

Такой перенос может осуществляться либо турбулентным трением, либо действием магнитного поля. Кроме того, вращение может замедлиться, если из внешних слоев конденсации или протозвезды происходит истечение, особенно если магнитное поле, привязанное к центру конденсации и вращающееся с ним, поддерживает до некоторого расстояния вращение выбрасываемого газа, сообщая ему тем самым дополнительный момент (Шацман, 1962). Последний механизм, по-видимому, приводит к сравнительно медленному вращению звезд с конвективной зоной, поскольку у таких звезд есть звездный ветер, т. е. корона сначала медленно, а потом быстрее течет наружу, причем из-за поля она вращается с той же угловой скоростью, что и сама звезда, как это видно на примере Солнца.

Роль турбулентного трения при сжатии протозвезды не совсем ясна. Его трудно рассчитать, поскольку нет теории турбулентности в таких условиях. Если в сжимающемся облаке имеется сильный турбулентный, то ее эффект зависит от анизотропии: какие скорости — радиальные или тангенциальные преобладают. Если турбулентность изотропна, то вращение стремится к твердотельному, если движения преимущественно радиальные, то движение стремится к постоянству момента импульса на разных расстояниях. Но эффективность турбулентного трения в облаках большого размера сравнительно с длиной пути перемещения невелика, если облако сжимается достаточно быстро. В долгоживущих конвективных звездах это трение может быть существенным.

Торможение вращения магнитным полем может происходить следующим образом. При фрагментации магнитные силовые линии первоначального крупномасштабного поля проходят как через фрагмент, так и через окружающую среду. При вращении фрагментов магнитные силовые линии закручиваются, их натяжение увеличивается, и в результате поле уменьшает момент вращения фраг-

мента и передает его окружающей среде, после чего фрагмент опять может сжиматься. В то же время рост магнитной энергии при сжатии или закручивании может при определенных условиях остановить сжатие.

Приближенные простые оценки влияния магнитного поля на сжатие облаков можно получить из следующих соображений. Предположим, что сжимающийся газ обладает настолько хорошей электропроводностью, что магнитные силовые линии заморожены в вещество. Тогда при сжатии вдоль магнитных силовых линий вещество просто скользит по ним, а при сжатии перпендикуляр магнитные силовые линии увеличиваются в сечении. Это особенность сжатия отражает условие сохранения магнитного поля. Если сжатие изотропно (равнозерно по всем трем координатам), то сохраняется величина BR^2 или $B\rho^{-2/3}$. Полная магнитная энергия облака при этом увеличивается как $B^2R^3 \sim R^{-1}$, т. е. растет так же, как и гравитационная энергия ($G M^2/R \sim R^{-1}$ при постоянной массе). Таким образом, для магнитного поля эффективный показатель $\gamma_{\text{eff}} \approx 4/3$ и магнитное поле не останавливает изотропного сжатия, если в начальный момент магнитная энергия меньше гравитационной. Оценку массы, которая может сжиматься, несмотря на противодействие магнитного поля можно получить таким образом. Пусть имеется однородное поле напряженностью B_0 , в котором находится облако. Сжатие будет иметь место, если масса в (6.8) больше величины, соответствующей подстановке вместо ρ_0 магнитного давления. Отсюда получаем (Синглер, 1968)

$$M > M_B = 5R^2 \left(\frac{B_0^2}{8\pi G} \right)^{1/2} \approx 0,05 \frac{B_0^2}{\mu_0 \rho_0^2} R^2. \quad (6.16)$$

Разумеется, для сжатия величина M_B должна быть больше джипсовской массы.

Наше также имеет в виду, что при анизотропном сжатии в диск или в цилиндрическое образование магнитное давление растет быстрее гравитационного и здесь магнитное поле может остановить сжатие на более ранних этапах.

Влияние магнитного поля на сжатие возрастает и при фрагментации. В самом деле, при фрагментации на сгустки размером r гравитационная энергия в каждом из них оказывается порядка $G r^2 \rho^2$, а энергия магнитного поля $B^2 r^3 \sim r^3$, так как сразу после фрагментации поле еще

не уменьшается. Поэтому при фрагментации на меньшие сгустки отношение гравитационной энергии к магнитной резко уменьшается и после одной-двух фрагментаций это отношение может стать меньше единицы (при $r \leq \left(\frac{B^2}{G\rho^2}\right)^{1/2}$), после чего прекращается и фрагментация, и изотропное сжатие.

Правда, если магнитное поле очень крупномасштабное, то здесь возможно анизотропное сжатие. Представим себе, что имеются «магнитные ямы». Тогда газ стекает вдоль поля в эти ямы, его гравитационная энергия быстро увеличивается, а магнитная энергия в ямах может увеличиваться существенно медленнее. Если поток газа вдоль магнитных силовых линий достаточно велик, то магнитное поле здесь не останавливает сжатие. Если проводимость газа не очень велика, то вязкость не полная. В этом случае газ проскальзывает и поперек магнитных силовых линий, что облегчает его сжатие. Аналогичный эффект возникает и благодаря просачиванию периферических атомов относительно ям, которые удерживаются магнитным полем. Формально этот эффект также описывается уменьшением проводимости непонностью ионизованной плазмы.

На более поздних стадиях сжатия облаков, когда уже образуются протозвезды, силовые линии магнитного поля «запутываются» конвективными движениями и поле диссипирует быстрее. Часть магнитного поля может выноситься наружу конвективными движениями и передаваться окружающей среде. Все это также облегчает сжатие.

Итак, хотя в ряде случаев магнитное поле и затрудняет сжатие, но есть много возможностей для преодоления его «сопротивления» и поэтому, вероятно, магнитное поле не очень лимитирует процесс гравитационной конденсации и фрагментации. Косвенным аргументом в пользу этого заключения является и тот факт, что в целом у звезд магнитные поля относительно слабы.

Более того, довольно подробно обсуждалась возможность того, что магнитное поле способствует сжатию, унося избыточный момент вращения. Очевидно, что в этом случае магнитное поле должно за время свободного падения (6.5) (или за несолько большую величину) увести заметный момент вращения $I\Omega \approx 2\pi R^2\Omega$.

Изменение момента вращения, как обычно, определяется произведением силы на плечо. В данном случае сила есть магнитное натяжение на сечении облака, т. е. $\frac{B^2}{4} \pi R^2 = \frac{1}{4} B^2 R^2$, а плечо равно $\frac{1}{2} R$. Таким образом, момент силы есть $\frac{1}{8} B^2 R^3$. При этом надо считать, что магнитные силовые линии выходят из облака и связаны с окружающей средой.

Для торможения вращения под действием этого момента силы имеем

$$\frac{d}{dt} (I\Omega) = -\frac{1}{8} B^2 R^3, \quad (6.17)$$

Будем считать, что облако сжимается со скоростью, близкой к скорости свободного падения. Тогда заметное торможение получим только для облаков с начальной угловой скоростью:

$$\Omega \leq \frac{B^2 R^2}{8I} t_f \approx 0,1 \frac{B^2 R}{G^{1/2} \rho^{1/2} R^{3/2}}. \quad (6.18)$$

В то же время масса облака, сжатие которого не препятствует магнитное поле, лимитировано условием (6.16). Отсюда следует ограничение угловой скорости вращения облака с магнитным полем:

$$\Omega \leq \frac{1}{4} \left(\frac{G}{R} \right)^{1/2}. \quad (6.19)$$

Величина (6.19) заметно меньше угловой скорости вращения на пределе ротационной неустойчивости.

Иными словами, если вращение облака в силу тех или иных причин уже в начальный момент происходит с угловой скоростью, существенно меньшей, чем та, которая соответствует пределу ротационной неустойчивости, то торможение магнитным полем в состоянии поддерживать это вращение медленным и в процессе дальнейшего сжатия. Если же начальное вращение быстрое, то магнитное поле не в состоянии существенно замедлить это вращение, не поменяв одновременно сжатие облака своим давлением μ .

§ 3. Образование звезд в сферических подсистемах и эллиптических галактиках

Прежде всего напомним одну важную особенность звездных систем вообще: характерное время релаксации в звездных системах типа Галактики очень велико, много больше времени пересечения системы одной звездой. Этот эффект поясняется следующим образом. Каждая звезда в звездной системе описывает траекторию (орбиту), определяемую общим гравитационным полем. В плоских звездных системах эти орбиты почти круговые, в сферических подсистемах они сильно вытянуты. Взаимодействие звезды с другими звездами, преимущественно с близкими соседями, искажает эту орбиту. Но звезда успевае́т совершить много оборотов в системе, прежде чем эти искажения станут достаточно заметны. По приближенной оценке длины пути, пройденного отдельной звездой без заметных искажений орбиты (длины свободного пробега), определяется следующей формулой (см. Чандрасекар, 1948; Либай, Канзан, 1973):

$$l_E \approx \frac{NR}{2\pi \ln N}, \quad (6.20)$$

где R — размер, а N — полное число звезд в данной звездной системе. Число оборотов n приближенным сохранением начальной орбиты порядка l_E/R . Если N очень велико, то и отношение l_E/R почти столь же велико. Правда, формула (6.20) справедлива для идеальной звездной системы, в которой нет больших флуктуаций плотности. В реальных условиях сложных неоднородных по своей структуре звездных систем длина свободного пробега может быть и гораздо меньше (6.20). Тем не менее, если учесть, что в галактиках порядка 10^9 звезд и что они успели за время своего существования совершить лишь около 100 оборотов, то становится ясным, что распределение галактических орбит старых звезд отражает распределение и движущего газа в момент их образования.

Наиболее старые звезды имеют, как правило, сильно вытянутые орбиты и поднимаются выше над галактической плоскостью. Таким было и распределение начального состояния межзвездного газа. Остатки несконденсировавшегося в звезды газа и газ, выброшенный из звезд в

процессе эволюции, постепенно теряли энергию на высвечивание, но сохранили свой момент вращения. Поэтому газ постепенно сжимался к плоскости Галактики и переходил на круговые орбиты. Затем из этого газа образовались звезды диска и плоских подсистем. Заметим, что по распределению массы в галактиках можно заключить, что распределение углового момента примерно такое же, как и у жестко вращающейся сферы (Кремль, Хойл, 1964).

Эллиптические галактики в общем похожи на сферическую подсистему спиральных галактик, хотя между гигантскими и карликовыми галактиками (gE и dE) есть систематические различия (см. Введенко и главы I, IV). Звезды в этих системах сильно концентрируются к центру, что обусловлено как вытянутыми орбитами далеких звезд, так и большим числом звезд, орбиты которых расположены в нейтральной области. В некоторых эллиптических галактиках есть небольшое количество газа, но он не образует диска, а тоже концентрируется к центру системы. Важной особенностью является различие химического состава звезд эллиптических подсистем Галактики и звезд гигантских эллиптических галактик — у первых мало тяжелых элементов, а среди вторых — много звезд, относительно обогащенных тяжелыми элементами. Это различие, как будет видно из дальнейшего, позволяет сделать некоторые заключения о характере звездообразования в галактиках. У карликовых эллиптических галактик состав ближе к сферической подсистеме Галактики.

Обычно считается, что различие в эволюции эллиптических и спиральных галактик связано с вращением в начальный момент, с разными значениями удельного момента импульса до начала сжатия. Действительно, значение полного момента импульса существенно для определения характера эволюции в дальнейшем, но столь же важна и начальная интенсивность звездообразования (Никельснр, 1963). В самом деле, если весь газ быстро превращается в звезды, то звездная система сохранит форму начального облака, в ней не образуется диска. Наоборот, если звездообразование задержится, то все газовое облако сожмется в диск, даже при малом удельном моменте. Звезды здесь образуются только в диске, и сферической подсистемы в такой галактике вообще не будет. Содержание тяжелых элементов в звездах сферических

подсистем существенно зависит от скорости звездообразования и от относительного радиального движения звезд и газа. От скорости звездообразования зависит также степень компактности спиральных галактик. К построению моделей образования галактик с учетом указанных здесь факторов мы вернемся ниже, а сейчас рассмотрим процесс охлаждения и фрагментации газа, приводящий к образованию сферических подсистем.

Охлаждение газа протогалактики. Основными условиями, которые нужно учитывать при анализе процесса звездообразования сферических подсистем, сводятся к следующему. Во-первых, здесь очень мала концентрация тяжелых элементов, а на самой первой стадии звездообразования их, по-видимому, вообще не было. Отсутствие тяжелых элементов затрудняет процесс охлаждения. Во-вторых, здесь не было магнитного поля (или было очень слабое так называемое затравочное магнитное поле). Это затрудняет перераспределение момента вращения.

Рассмотрим сначала возможные процессы охлаждения. Если обособившийся от расширяющегося субстрата Вселенной водородно-гелиевое облако имеет высокую температуру, порядка или больше 10^4 К, а если водород ионизован, то довольно эффективно охлаждение при сводно-свободных переходах электронов, пролетающих мимо протонов, свободно-связанных переходах (тормозное излучение) и при рекомбинациях и последующих ионизациях атомов водорода электронным ударом (потери на ионизацию и возбуждение).

Температура $T \approx 10^4$ К еще высока для процесса звездообразования. При этой температуре и концентрации ионов водорода $n_p \leq 20 \text{ см}^{-3}$ неустойчивыми оказываются лишь массы порядка $M \approx 10^6 M_\odot$, а для дальнейшей фрагментации необходимо сильно понизить температуру.

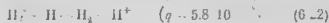
При более низких температурах основным механизмом охлаждения водородной плазмы становится излучение молекул водорода H_2 . Поэтому очень важен вопрос об образовании этих молекул в сжимающемся газе протогалактик.

В современном межзвездном газе молекулы H_2 образуются на поверхности пылинки, которые служат катализаторами, забирающими избыток энергии, понижая тем самым энергию атомов в молекулу. Но пылинки возникают

только после обогащения газа тяжелыми элементами, а в первичном субстрате их не было, и здесь должны быть другие механизмы образования молекул H_2 .

Оказалось, что наличие в газе даже небольшого количества свободных электронов и протонов при невысокой температуре может существенно способствовать образованию молекул H_2 . В первичном газе протогалактики, обособившейся от остального субстрата, некоторая степень ионизации сохраняется довольно долго, так как процесс рекомбинации водорода происходит медленно при низкой электронной концентрации. Можно ожидать, что в сжимающейся протогалактике даже после рекомбинации основной массы водорода и охлаждения ниже 10^4 К еще сохранится степень ионизации порядка $n_e \approx n_p \approx 10^{-8} n_H$, так как при такой концентрации время рекомбинации сравнимо со временем сжатия.

Процесс образования молекул H_2 в слабо ионизованном газе был рассмотрен Саслу и Зипсом (1967), Пиблсом и Диком (1968), Хирсавой и др. (1969). Здесь два основных цикла реакции. Первый зависит в виде



т. е. реакция соединения атома и иона водорода, сопровождающаяся излучением кванта, и последующая перезарядка молекулы H_2 и атома H . Второй цикл реакции:



т. е. реакции образования отрицательного иона водорода и последующего его соединения с атомом водорода в молекулу. В скобках после каждой из формул (6.21) — (6.24) даны вероятности соответствующих процессов в единицах $\text{см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ (т. е., например, число соединений атома водорода и протона в ион молекулы H_2 в 1 см^3 за 1 сек есть $n_H n_p q = 5 \cdot 10^{-24} T^2 n_H n_p \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$).

При $T < 2 \cdot 10^4$ К основным оказывается второй процесс, поскольку вероятности первых частей обоих циклов пропорциональны одинаковой величине $n_H n_p \approx n_e n_p$. Но этот процесс существует только, если степень ионизации велика, а именно, при $n_e < 10^{-8} n_H$ (Хирсва, 1969),

потому что в противном случае вместо реакции (6.24) была бы более вероятна реакция $\text{H}^+ + \text{H}^+ \rightarrow 2\text{H}$, а молекулы H_2 не образовывались бы. Но, по-видимому, на рассматриваемой стадии образования молекул H_2 степень ионизации действительно низка.

Как у отрицательных ионов водорода H^- , так и у положительных ионов H_2^+ низкие потенциалы ионизации и диссоциации, и поэтому они быстро разрушаются радиацией. Чтобы эти молекулы сохранились достаточно долго, температура реликтового фона должна быть низкой, меньше 300 и 350°K соответственно (Хирсава, 1969). Эти величины определяют нижний предел времени, прошедшего с начала расширения Вселенной к моменту сжатия протогалактик — около 10^9 лет.

Итак, охлаждение газа зависит от наличия молекул H_2 , а их образование в свою очередь зависит от температуры. Поэтому запишем систему уравнений, определяющих одновременно и изменение температуры и образование молекул H_2 (Хирсави, 1969). Эта система состоит из следующих уравнений:

1. Уравнение теплового баланса, учитывающее выгревание при сжатии и охлаждение на излучение:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} N k T \right) = - \frac{N_{\text{H}_2} dV}{V} + \Lambda N_{\text{H}}, \quad (6.25)$$

Здесь N — полное число частиц во всем сжимающемся облаке, V — его полный объем. Величина Λ определяет потери энергии на излучение, отнесенные к одной молекуле H_2 . Если облако прозрачно по отношению к излучению при переходах между вращательными уровнями, то для величины Λ имеем

$$\Lambda = \sum_J \frac{N_J}{N_{\text{H}_2}} A_{J,J-2} \Delta E_{J,J-2}, \quad (6.26)$$

где N_J — полное число молекул, находящихся на вращательном уровне J ; $\Delta E_{J,J-2}$ и $A_{J,J-2}$ есть разность энергий уровней и вероятность соответствующих переходов. Для них имеем следующие формулы:

$$\Delta E_{J,J-2} = 1.47 \cdot 10^{-2} (2J-1) \text{ эв}, \quad (6.27)$$

$$A_{J,J-2} = 7.52 \cdot 10^{-12} \frac{J(J-1)(2J-1)}{2J+1} \text{ сек}^{-1}. \quad (6.28)$$

Подставляя (6.26) — (6.28) в (6.25), получаем полное уравнение теплового баланса.

2. Уравнение, определяющее изменение полного объема облака. В предположении сжатия при свободном падении и сферической симметрии облака имеем $V = \frac{4\pi}{3} R^3$ и

$$\frac{dR}{dt} = 2GM \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_0} \right), \quad (6.29)$$

где R_0 — начальный радиус облака. Пока температура низка, роль давления при сжатии можно пренебречь.

3. Система уравнений, определяющих число образующихся компонентов газа N_{H} , N_{H^-} , $N_{\text{H}_2^+}$, N_{H_2} в реакциях (6.21) — (6.22) или соответствующих компонентов в реакциях (6.23) — (6.24). При составлении этих уравнений надо учесть все процессы образования и распада (т. е. диссоциации и ионизации) всех участвующих в реакциях атомов, ионов, молекул. В общем виде реакции записываются так:

$$\frac{dN_A}{dt} = \sum_B g_{ABG} \frac{N_B N_C}{V}, \quad (6.30)$$

Значения величин g_{ABG} , определенные формулами (6.21) — (6.24), зависят прежде всего от температуры.

Система уравнений (6.25), (6.29) — (6.30) сравнительно несложна и ее можно решить численно. В зависимости от начальных условий эти уравнения дают ход сжатия облака, изменения его плотности, температуры T и количество молекул H_2 , т. е. величину N_{H_2} со временем. Важным ограничением является условие прозрачности облака по отношению к излучению в линиях вращательных переходов H_2 . С наступлением непрозрачности уменьшается эффективная величина Λ в (6.27) и соответственно замедляется сжатие (6.24).

Решение этих уравнений было получено впервые Хирсавой (1969). Оказалось, что конечный результат довольно слабо зависит от начальных условий. В конечном состоянии, которое определяется так, что к этому моменту исчезают все свободные электроны и отношение концентрации молекул и атомов водорода остается постоянным, значения параметров следующие: $n_{\text{H}} = N_{\text{H}}/V = 10^6 \text{ см}^{-3}$,

$T = 250^\circ\text{K}$ и $N_{\text{H}}/N_{\text{H}} = 2 \cdot 10^{-3}$. При таких условиях критическая масса неустойчивости Джинса $M_{\text{J}} = 600 M_{\odot}$.

В расчете Хирсавы (1963) не учитывалась фрагментация в процессе сжатия, что, по-видимому, не очень существенно для оценки общего изменения состояния газа.

В другом методе (Нонсена, 1972) сжатие рассматривалось более упрощенно. Уравнения (6.25), (6.29) — (6.30) не решались, а вместо них использовалось условие равенства времени охлаждения, времени сжатия и времени формирования молекулы. Такой расчет также предполагает, что в системе имеет место саморегулирование. Например, если охлаждение замедлится, то температура станет расти, а это приведет к росту числа молекул H_2 , что вызовет новое охлаждение.

В расчете Нонсена (1972) учитывалось изменение ионизации вследствие рекомбинации. При низких плотностях ($n_{\text{H}} \leq 10^3 \text{ см}^{-3}$) охлаждение связано с возбуждением низких вращательных уровней молекул и последующими переходами вниз с излучением. Приблизительно потери энергии на излучение пропорциональны квадрату плотности. При больших плотностях ($n_{\text{H}} \geq 10^4 \text{ см}^{-3}$) населенность уровней соответствует бoльзмановскому распределению и охлаждение замедляется, так как теперь часть ударов сопровождается не излучением, а переходом вниз под действием столкновений. Здесь скорость охлаждения пропорциональна первой степени плотности. Поэтому при сжатии до больших плотностей падение температуры сначала замедляется, а потом температура, хотя и медленно, но начинает повышаться.

На рис. 39 приведен эволюционный трек сжимающегося облака на диаграмме плотность — температура. Он состоит из трех явлений, каждое из которых описывается простым соотношением. Сначала имеет место сжатие при условии сохранения состояния ионизации $n_{\text{H}}/n_{\text{H}} \approx 10^{-5}$. Здесь

$$\lg T \approx -0,28 \lg n + 3,03. \quad (6.31)$$

Быстрый рост охлаждения на этом участке кривой связан с ростом числа молекул H_2 . Затем наступает область почти изотермического сжатия:

$$\lg T \approx -0,06 \lg n + 2,37, \quad (6.32)$$

э усиливается рекомбинация электронов оста активует дальнейший рост чет а молеку H_2 по еще не возбуждения электронным ударом приводит к излучению. И, наконец, третья стадия, когда потери относительно слабы из-за бoльзмановского распределения по уровням. Здесь температура растет с плотностью:

$$\lg T \approx 0,14 \lg n + 1,67. \quad (6.33)$$

На рис. 39 нанесены также линия (почти горизонтальная), где сжатие замедляется диссоциацией охлаждающих молекул водорода (при этом $T \approx 10^3 \div 10^4 \text{ K}$),

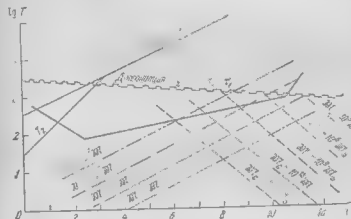


Рис. 39. Эволюционный трек сжимающегося облака (сплошная линия). M_{J} — масса облака, непротрачено для излучения водородных молекул. При пересечении эволюционного трека с линией M_{J} — сох. т. дальнейшее сжатие сопровождается излучением. Минимальная масса фрагмента определяется пересечением с линией M_{J} .

а также линия, где сжатие приостанавливается непрозрачностью при разных массах облака ($M_{\text{H}} = 1$). Пересечение эволюционным треком соответствующей линии указывает, какой эффект играет основную роль.

Записав формулу Джинса (6.2) в логарифмическом виде

$$\lg T \approx \frac{1}{3} \lg n + \frac{2}{3} \lg \frac{M_{\text{J}}}{M_{\text{H}}} + 1,6 \quad (6.34)$$

и сравнивая (6.33) с (6.34), находим зависимость массы неустойчивых фрагментов, сжимающихся вдоль трека $M \sim n^{2/3}$. С ростом и потопом предел неустойчивости массы уменьшается, что означает постепенную фрагментацию.

Поскольку, как видно из рис. 39, $M_1 \ll M_{\text{линии}}$ в области пересечения трека с линией диссоциации, процесс сжатия рассматриваемого типа замедляется не незначительностью облака, а наступлением диссоциации молекул водорода.

Таким образом, имеет место следующая картина явления. Облака водорода сжимаются с образованием молекул H_2 , пока на их эволюционном треке происходит повышение температуры, а затем и ее слабое понижение. При этом происходит и фрагментация, особенно на первом участке трека, образующем большой угол с линией $M_1 = \text{const}$. Число образующихся в конечном счете фрагментов и их массы определяются условиями на последнем участке трека, где температура газа слегка растет. Наконец, после достижения линии диссоциации молекул водорода охлаждение еще замедлится, фрагментация вообще прекращается и образуются массивные протозвезды первого поколения. Из рис. 40 видно, что массы этих протозвезд около $60 M_{\odot}$. Но наиболее интересны моменты, что диссоциации H_2 в протоплазме молекулярным фрагментам полагается лишь естественная и ускоряющая роль, а не молекулы относительно малого газа по речке, и излучение играет более существенную роль, чем сама диссоциация.

Массы звезд первого поколения. Вопрос о том, каковы массы звезд первого поколения в момент их образования, очень сложен. Приведенные выше соображения свидетельствуют в пользу гипотезы об образовании массивных звезд. Правда, мы не наблюдаем массивных звезд первого поколения сейчас, но это легко объяснить тем, что время эволюции их очень мало и все такие звезды первого поколения давно произвольноинированы.

Время почти полной эволюции звезд с массой порядка $60 M_{\odot}$, сравнимо со временем свободного падения. В таких звездах быстро происходит возгорание различных термоядерных реакций, образуются тяжелые элементы и звезды вырываются или теряют массу на исходе. Это

приводит к столь же быстрому обогащению межзвездной среды тяжелыми элементами. Оболочки, сброшенные таковыми взрывающимися или истекающими звездами, движутся быстро, успевают «адаптировать» межзвездный газ на большом расстоянии прежде, чем он успеет сконденсироваться в звезды.

Наблюдения показывают, что даже у самых старых звезд есть некоторые небодынные примеси тяжелых элементов, заметно большая, чем в первичном космологическом веществе, т. е. даже самые старые на существующих ныне звезд уже не являются «самыми первыми» поколениями.

Впрочем, эта особенность может быть связана и с тем, что в газе без тяжелых элементов, в частности, металлов, мало свободных электронов при температуре, соответствующей возможной конденсации звезд. При этом низкая проводимость к мал эффект торможения вращения фрагментов магнитным трением.

В теоретическом анализе образования массивных звезд первого поколения есть ряд трудностей. Например, Дорошкевич и Колесник (1976), учитывая роль лучевого давления в даймановской серии линий и континуума атома водорода, пришли к выводу, что это давление будет мешать образованию массивных звезд первого поколения. По их оценке максимальная масса звезд первого поколения — около $10 M_{\odot}$. Остальное сбрасывается в виде оболочек еще на стадии протозвезд. Сжатие протозвезд больших масс в звезды может помочь, по мнению авторов этой работы, только внешнее давление — горячий газ, незначительный уже образованными звездами. Эволюция звезд с массами около $10 M_{\odot}$ происходит существенно медленнее, чем у звезд с массой $60 M_{\odot}$, но все же достаточно быстро для того, чтобы все звезды первого поколения с этими массами успели произвольноинировать до сжатия газа в диск.

Конечно, все эти соображения очень качественные и трудно судить, насколько здесь будет справедлива и количественные оценки, но тем не менее кажется вероятным, что в сжимающемся облаке, состоящем только из водорода и гелия, образуются сначала лишь более массивные звезды. Они быстро эволюционируют, пока остальная среда еще не успеет образовать звезды, быстро вырываются и выбрасывают тяжелые элементы. Потом на «выгнанных»

использовались тяжелыми элементами ($Z \approx 10^{-4}$) среды образуется основная масса звезд первого поколения, т. е. звезд сферических подсистем.

Наблюдаемое увеличение Z к центру и к плоскости Галактики легко объяснить тем, что процессы обогащения вещества тяжелыми элементами, связанные со вспышками сверхновых, происходили преимущественно в течение всего времени жизни газа к центру и к плоскости. Поэтому звезды, образовавшиеся сначала, бедны тяжелыми элементами и остаются «наверху», а звезды, образовавшиеся позже, входят в состав промежуточных и плоских подсистем и имеют большее содержание тяжелых элементов.

Ниже будут качественно рассмотрены некоторые детали этой картины.

Шаровые скопления. Звездообразование в протогалактическом облаке, по видимому, обобщенным тяжелыми элементами, образовавшимися в самой первой стадии его эволюции, происходило путем фрагментации. В результате фрагментации образовались звездные системы следующего ранга. Представителями таких систем являются, по-видимому, шаровые скопления. Массы шаровых скоплений — $10^5 - 10^6 M_\odot$, размеры их — $(100) - (200)$ пс, центральная часть — ядро, размеры несколько парсек, имеет высокую плотность и содержит заметную часть звезд, а остальные звезды образуют обширную кору, плотность которой медленно падает с удалением от центра скопления (см. главу V). Шаровые скопления в какой-то степени напоминают эллиптические галактики и сферически подсистемы спиральных галактик с их сильной концентрацией к центру. Правда, и отличие от галактик, в ядрах шаровых скоплений уже нельзя преобразовать релаксацией звездных движений. Используя (6.20) и определяя среднюю скорость звезд $\bar{v}$ по теореме о вириале, можно получить среднее время релаксации однородной системы радиуса R , состоящей из N звезд массы M (см. Спитцер, 1968)

$$t_R \approx \left(\frac{3\pi}{8}\right)^{1/2} \left(\frac{N M^3}{G R^3}\right)^{1/2} \frac{1}{\ln N - 0.43} \approx \left(\frac{3\pi}{8}\right)^{1/2} \frac{8.8 \cdot 10^8 N^{1/2} R^{3/2}}{\ln N - 0.43} \text{ лет.} \quad (6.35)$$

Интересно, что с увеличением числа звезд при данном радиусе, т. е. при увеличении плотности звезд, время релаксации не убывает, а увеличивается, так как увеличивается средняя скорость звезд и взаимодействие между ними ослабевает. Полагая, например, для ядра $R \approx 2$ пс, $N \approx 4 \cdot 10^5$, $M \approx M_\odot$, имеем $t_R \approx 1.3 \cdot 10^8$ лет, что значительно меньше времени скопления. Во внешней части скопления релаксация происходит медленнее, и для скопления в целом использовать (6.35) нельзя.

При наличии звезд разных масс релаксация уравнивает среднюю энергию их и приводит к тому, что звезды меньших масс приобретают большую скорость и по так сильно концентрируются к центру. Кроме того, релаксация приводит к появлению звезд со скоростями, превышающими скорость ускользания, причем диссипируют в первую очередь звезды меньшей массы. Оставшиеся звезды в силу сохранения энергии плотнее концентрируются к центру. В случае, если релаксация происходит при теплых столкновениях нескольких звезд, возможен захват, т. е. объединение двух звезд в пару, и за счет выделяемой энергии — выброс третьей звезды из скопления. Для звезд такой процесс происходит относительно редко, но он имеет большое значение для фрагментов большого масштаба. Уменьшение радиуса ядра скопления уменьшает время релаксации, так что процесс ускользания звезд и сжатия все ускоряется, пока скопление не станет настолько плотным, что начнутся прямые столкновения между звездами, которые еще ускорят влечение энергии и приведут к быстрому коллапсу (Спитцер и Стоун, 1967). Проще говоря, система может превратиться в коллапс. Предполагается, что коллапс может привести к активности, наблюдаемой и в ядрах некоторых галактик.

В шаровых скоплениях процесс релаксации по сравнению с тем, что было, и был еще далеки от коллапса. Однако релаксация может быть существенна для их эволюции в будущем.

Отсутствие релаксации подтверждается в сравнении отношения массы M и светимости L с аналогичным отношением для других звездных систем. Диссипация легких звезд уменьшает массу, почти не влияя на светимость. В шаровых скоплениях $M/L \approx 1$ (в солнечных единицах), во до 85% светимости дают красные гиганты,

которые при низком обилии тяжелых элементов очень ярки. Если их не исключать, то для звезд главной последовательности получается $M/L \approx 6-8$, что примерно соответствует галактикам в целом, где диссипации нет.

Размеры и масса шаровых скопления определяются джинсовскими длиной и массой в момент фрагментации. Полагая для протоскопления $M_p \approx 10^6 M_\odot$ и $R \approx 100$ пс, получаем $\rho \approx 10^{23}$ г·см⁻³ и $T \approx 700$ К. Точна с соответствующими значениями ρ и T лежит вблизи первой части трека на рис. 39. Примерно так, где этот трек не пересекает линию $M_p = 10^6 M_\odot$. Совпадение параметров шаровых скоплений с тем, что ожидается для фрагментов протогалактик, является аргументом в пользу описанной картины. Тот факт, что массы рассеянных скоплений меньше, чем шаровых, естественно объясняется более высокой плотностью межзвездного газа в диске. В Магеллановых Облаках тоже наблюдаются шаровые скопления, причем часть их содержит горячие звезды и является молодыми, но масса их существенно ниже, чем в нашей Галактике, поскольку условия там близки к условиям в газовом диске Галактики.

Образование звезд в скоплениях должно происходить путем последующей фрагментации. Однако внутри скоплений нет следов этих фрагментов. Это объясняется разрушением систем — фрагментов при их взаимодействии между собой.

Авретт и Хилле (1972) численно рассмотрели процесс релаксации скоплений небольшой массы, в свою очередь состоящих из более мелких групп. Оказалось, что общий радиус скоплений практически не меняется, но внутренняя структура разрушается за время, немногим большее времени свободного падения. При этом происходит быстрая релаксация скоростей. В рассмотренном ими случае более 1/3 звезд приобрели большую скорость и вылетели из скопления. Уносимая ими энергия компенсируется образованием большого числа двойных звезд, поэтому скопление в целом не сжалось в результате вылета. Когда скопление приняло регулярный вид, релаксация стала менее существенной. Такие расчеты показывают, что фрагментация обязательно должна учитываться при рассмотрении конденсации звездных систем (см. главу V). Однако они непосредственно не применимы к большим

скоплениям, где время релаксации должно быть больше времени свободного сжатия. В таких системах структура может разрушаться и после образования скопления, за счет взаимодействия при близких проходах и приливных возмущений от центра скопления.

Общая масса звезд во всех шаровых скоплениях не превосходит $10^8 M_\odot$. Между тем масса старых звезд сферической подсистемы звездного больше $10^{10} M_\odot$, а в диске содержится порядка $10^{11} M_\odot$. Эти звезды тоже возникли при последовательных фрагментациях, и должны были ранее входить в скопления. Поскольку шаровые скопления не могли иметь массу, в 100 раз большую настоящей (можно привести ряд аргументов против такой возможности), то приходится принять, что большинство образовалось сначала скоплений распадались. Распад скоплений может быть связан, например, с приливными возмущениями от центральной области Галактики. При этом распадаются те скопления, орбиты которых проходят вблизи центра, или скопления большого размера, но малой массы, т. е. недостаточно компактные. Компактность скопления может зависеть, например, от теплового режима сжатия. Если эволюционный трек, подобный изображенному на рис. 39, идет почти вдоль линии $M_p = \text{const}$, то облако сжимается без фрагментации, пока не пройдет изменение условий, повораивающее трек. После этого облако фрагментирует, и размер его дальше не меняется. Если же трек на более ранней стадии пересекает линию $M_p = \text{const}$, хотя бы под малым углом, т. е. охлаждение идет несколько быстрее, чем в первом случае, то фрагментация растягивает во времени, и скопление она раньше, скопление сохраняет большой объем. Такое скопление в дальнейшем легче разрушается. Более быстрое охлаждение, которое требуется здесь, может быть связано с неоднородностями химического состава протогалактики. Быстрота охлаждения может зависеть также от наличия рентгеновского источника. Все эти вопросы пока совершенно не изучены.

В то же время скопление, которое начало формироваться как компактное, может увеличить размер, если, например, часть газа, составляющая заметную долю массы, будет выброшена на скопление, скажем, в результате вылета сверхновых. Компактность скопления может

зависеть и от его вращения — возможно, что поэтому в настоящему времени в Галактике из старых скоплений сохранились преимущественно шаровые, т. е. почти не вращающиеся скопления. Таким образом, шаровые скопления могут являться немногочисленными сохранившимися субсистемами, соответствующими фрагментам протогалактики, а разрушившиеся фрагменты дали звезды, рассеянные по старым подсистемам.

Великий сверхновый и звездообразование. Одной из проблем теории звездообразования является объяснение различий химического состава различных систем — эллиптических галактик разных масс и шаровых скоплений, — в которых звездообразование уже закончилось. Действительно, пусть газ в данной системе превращается в звезды, более массивные взрываются, давая тяжелые элементы, которые смешиваются с остатками первичного газа, снова образуются звезды, часть их взрывается и т. д. Поскольку в массивные звезды превращается лишь несколько процентов массы газа, а звезды меньшей массы эволюционируют медленно, процесс звездообразования должен быстро затухать и через 10^6 лет он определяется в эллиптических системах только медленным поступлением газа из эволюционирующих звезд небольшой массы. В спиральных галактиках есть старые газы и молодые звезды, но и там звездообразование происходит сейчас значительно медленнее, чем в начальный период. Если распределение образующихся звезд по массам более или менее одинаково в разных случаях, то полное количество тяжелых элементов, произведенных в системе к концу асимптотического звездообразования, должно быть примерно одинаково (по отношению к общей массе). Различие состава может быть связано только с перераспределением этих элементов, например, между центром и периферией. Величина различия, или, как говорят, градиента Z , зависит от скорости звездообразования — если скорость велика, то обогащенный газ превращается в звезды раньше, чем он заметно опустится к центру, и различие состава будет незначительно. Нужно также иметь в виду, что скорость звездообразования растет с увеличением Z , что в свою очередь приводит к обогащению тяжелыми элементами, т. е. к еще более быстрому росту Z . Иными словами, в процессе звездообразования флуктуации химического

состава не сглаживаются, а, наоборот, усиливаются (Талбот и Ариетт, 1973). Однако наблюдения показывают, что имеется заметное различие и интегрального состава (по всей системе). В шаровых скоплениях среднее содержание тяжелых элементов в 40—100 раз меньше солнечного, причем оно различно в разных системах. Казалось бы, что когда протоскопление выделялось из фона, оно должно само произвести стандартное количество тяжелых элементов, но этого не произошло. В гигантских эллиптических галактиках средний состав близок к солнечному, но в карликовых эллиптических галактиках Z меньше солнечного на порядок.

Для того чтобы объяснить такие различия, необходимо предположить, что обогащенный газ, выбрасываемый взрывными, не до конца превратился в звезды, т. е. он был на какой-то стадии выброшен из системы. Чем раньше произошел такой выброс, тем меньше должно быть содержание тяжелых элементов в системе после окончания и ней активного звездообразования. По расчетам Парсона (1974), газ выметается из-за вспышек сверхновых. При большой плотности газа оболочка сверхновой быстро тормозится и не может быть выброшена даже из шарового скопления. Однако ударная волна от оболочки нагревает некоторую массу газа до высокой температуры, и этот газ охлаждается медленно. Парсон предположил, что тепловая энергия постепенно накапливается и распределяется на весь оставшийся в системе газ, количество которого уменьшается по мере образования звезд. Наконец наступает момент, когда средняя энергия газа достаточна, чтобы преодолеть гравитацию системы и рассеяться, после чего звездообразование в системе практически прекращается. Чем массивнее система, тем позже наступит такой момент и тем больше тяжелых элементов накапливается в ней. Оценки, основанные на таких гравитационно-грубых предположениях, дали зависимость состава от массы системы, гравитально близкую к наблюдаемой. При этом объяснение и еще одно свойство — у массивных систем имеется заметная концентрация тяжелых элементов к центру, у меньших систем этого нет, так как обогащенный газ выбрасывается еще до концентрации его к центру.

В сферических системах, находящихся на поздних стадиях, сверхновые вспыхивают крайне редко, и массы

их оболочек малы. В то же время газ, выбрасываемый эволюционирующими звездами, должен постепенно накапливаться. Оценки показывают, что количество газа в шаровых скоплениях должно быть существенно больше, чем реально наблюдается, даже если предположить, что газ выметается при прохождении скопления через газовый диск. Следовательно, должен быть процесс, выметающий газ из скопления даже вдали от плоскости Галактики. Фолкнер и Фримен (1970) показали, что нагрева газа, возникающего из-за кинетической энергии ветра, которым он выбрасывается из звезд-гигантов, тепловой энергии выбрасываемого газа и кинетической энергии самих звезд, которая передается выбрасываемому им газу, достаточно, чтобы газ мог уйти из скоплений малой массы. Для массивных скоплений этого недостаточно; газ должен, очевидно, собираться в центре, может быть, превращаясь там в звезды или конденсируясь в «черную дыру». Из эллиптических галактик газ сейчас полностью удалиться не может и часть его, по-видимому, собирается в центре. Этот газ может быть одной из причин активности ядер галактик (Шкловский, 1972).

Проблема магнитного поля Галактики. Мы видели, что магнитное поле играет очень существенную роль в проблеме звездообразования, перераспределения момент вращения. В следующей главе будет показано, как влияет поле Галактики на образование звездных скоплений в плоской подсистеме. Наконец, поле существенно влияет на равновесие газового диска и на движения газа в нем. Поэтому большой интерес представляет проблема образования магнитного поля галактик и, в частности, поля на ранней стадии, когда происходило образование и сжатие первых протозвезд.

Одна из возможностей, неоднократно упоминавшаяся в литературе — начальное поле, присутствующее Вселенной с самого начала, вместе с материей. Такое поле сжималось бы вместе с газом в протогалактике и затем участвовало бы в образовании звезд. Проверить эту гипотезу наблюдениям трудно, так как современное межгалактическое поле должно быть слишком слабо, чтобы проявить себя, тем более, что малая и плотная газы. Гипотеза о первичном метagalacticком поле встречает общие трудности космологического характера. Дело в том, что Вселенная

сейчас в больших масштабах однородна и изотропна; это подтверждается, например, тем, что интенсивность реликтового радиационного излучения не зависит от направления. Сохранение поля в настоящее время тоже зависит от свойств начального периода расширения Вселенной, и прежде всего от изотропии в период образования гелия. А магнитное поле, даже если оно однородно, создавало бы начальную анизотропию.

Если начальное поле не было, то оно могло быть, в принципе, создано движениями проводящей среды. Такой процесс, называемый «динамо», может при определенных условиях действовать, если имеется хотя бы слабое «запускающее» поле. Это начальное поле могло быть создано, например, взаимодействием пестроты и излучения в эпоху, когда давление излучения было еще велико (см. обзор Вайнштейна и Зельдовича, 1972). Движение ионизованного газа относительно поля радиации создавало бы силу торможения, действующую на электроны со стороны радиации, и таким образом, возник бы ток и начальное магнитное поле.

Слабое поле, сжимающееся с газом в протогалактике, могло быть усилено турбулентными движениями, если эти движения имели анизотропный характер, например, из-за наличия преимущественного направления — оси вращения и силы тяжести. Этот процесс в условиях Галактики действует медленно, однако он существенно усиливается дифференциальными вращениями, которые растягивают сплюснутую липпу, усиливают образующееся поле и тем ускоряет процесс дальнейшей генерации его турбулентностью (Вайнштейн и Рузаяккин, 1971).

В период образования первых звезд, когда протогалактика сжималась, дифференциальное вращение было еще слабым, и поле, возможно, генерировалось в самих протозвездах. Это поле, создаваемое конвективными движениями и вращением протозвезд, могло передать момент вращению частям протозвезд.

Нарывы первых звезд могли рассеивать их поле в галактике и способствовать дальнейшему его усилению.

Формализованные расчеты эволюции галактик. В заключительном разделе параграфа коротко упомянем о так называемых формализованных расчетах эволюции галактик. Здесь ставится следующая проблема. Пусть

имеется исходное водородно-гелиевое облако с некоторыми заданными начальными условиями (масса, плотность, температура). Детали процесса звездообразования не учитываются, но предпологается, что в основном (на основе наблюдательных данных и теоретических соображений) функции звездообразования $d\mathfrak{M}$ (29) — число звезд с массой то $\mathfrak{M}$ до $\mathfrak{M} + d\mathfrak{M}$, возникающих за единицу времени. Функция $\varphi(\mathfrak{M})$ является и от времени, но, как правило, эта зависимость в формализованных расчетах не учитывается. Обычно предполагается, что для достаточно широкого диапазона звездных масс

$$\varphi(\mathfrak{M}) = \text{const } \mathfrak{M}^{-(1+\alpha)},$$

где показатель α имеет постоянное значение. По данным Солнцера (1955) $\alpha = 1.55$, но скорее всего, эта величина лишь попадает в интервал $1.2 < \alpha < 1.6$.

Далее заданы определенные параметры эволюции звезд: доля массы, потерянной звездами разных масс в процессе их эволюции, форма конечной стадии эволюции звезд, в зависимости от массы, времени эволюции, количества образующихся тяжелых элементов.

По этим данным составляется система уравнений, решение которой и дает модель звездообразования, эволюции звезд и химического состава в галактиках. Основные результаты в этом направлении были получены Ларсоном (1969, 1974) и Тиссли (1973, 1974). Не будем здесь перечислять многочисленные предположения, сделанные в этих работах, а также и результаты этих расчетов. Подбором определенных предположений можно добиться согласия теории и наблюдений и, в частности, получить зависимость химического состава от расстояния до центра (Ларсон рассматривал сферически-симметричную модель), а также зависимость цвета и яркости галактик от того же расстояния.

И наблюдения, и теоретические модели приводят к выводу, что в ядре галактик ($r \lesssim 2 \text{ кпс}$) должен быть крутой рост обилия тяжелых элементов («металлов») к центру от $Z = 0.015$ до $Z \approx 0.08$. Это связано с тем, что в центр оседает газ, выбранный на звезд и потому существенно обогащенный тяжелыми элементами. В гало галактики градиента Z нет, здесь газ и звезды «падают» вместе, процесс обогащения звезд происходит локально.

На удаленной периферии содержание тяжелых элементов мало, поскольку здесь звезды образуются местными, в течение времени, пока газ был еще на периферии, там образовалось мало тяжелых элементов.

Мы до сих пор рассматривали образование звезд в протогалактике — обособившемся сжимающемся приблизительно сферoidalном облаке газа. Однако иногда высказываются несколько иные гипотезы. Ларсон (1974), например, считает, что протогалактика нагревается и приводит к равновесию раньше, чем образуются звезды. Некоторые авторы по аннотропной картине адиабатического сжатия первичных флуктуаций (см. главу II) иногда делают вывод, что шаровые скопления образуются раньше, чем галактики, а потом они собираются в систему. Конечно, вопрос пока не решен, и нужно исследовать разные возможности. Однако представляло бы интерес в галактике как о неоднородном сжимающемся облаке, по-видимому, лучше объясняет распределение скоростей старых звезд, распределение химического состава в Галактике и связь между ними.

§ 4. Протогалактическая стадия эволюции звезд

Под термином протогалактика обычно понимают такую фазу эволюции звезды, когда она уже обособилась от сжимающейся среды, больше не фрагментирует и сжимается далее самостоятельно под действием собственного тяготения до тех пор, пока не включатся термоядерные источники энергии и звезда не перейдет на главную последовательность.

Различают две стадии протогалактики — прозрачную, на которой вся энергия, генерируемая при сжатии, уходит на протогалактику излучением, и оптически плотную стадию, когда нужно учитывать перенос энергии в недрах протогалактики. Рассмотрим эти стадии отдельно (обзор см. Понсе-тон, 1971; Колесник, 1974, 1975).

Рассматривая сжатие протогалактики первого поколения, необходимо учитывать лишь потери на излучение от негорячего водорода. На прозрачной стадии сжатия это сделать принципиально трудно. Было получено много численных расчетов и приближенных аналитических результатов и тех или иных предположений.

В частности, можно предположить, что сжатие происходит изотермически, т. е. излучение поддерживает темп. в протозвезде на одном уровне. Тогда в процессе свободного падения установится распределение плотности

$$\rho(r) \sim r^{-2.7}. \quad (6.36)$$

Поскольку в центральной части плотности больше, то здесь быстрее происходит и сжатие. В результате возникает плотное ядро, которое раньше, чем внешние части протозвезды, становится неперозрачным. В работах Ларсона (1969) и Пенетона (1969) было получено автомодельное решение, в котором устанавливается распределение (6.36) и которое соответствует скорости сжатия, примерно в три раза большей скорости звука.

Другое автомодельное решение было получено Колесником и Надеждиным (1974). Здесь учитывается явное выражение для объемных потерь энергии при излучении молекулярного водорода. Вообще говоря, потери энергии экспоненциально зависят от температуры, но если рассматривать плотности газа, большие $10^{-13} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ (т. е. $n \geq 10^6 \text{ см}^{-3}$), то устанавливается болдымановское распределение по причитаемым уровням, и тогда в первом приближении мощность излучения в расчете на грамм вещества не зависит от плотности и пропорциональна некоторой степени температуры:

$$\epsilon = 1.67 \cdot 10^{-9} T^{3.7} \text{ эрг/г} \cdot \text{сек}. \quad (6.37)$$

В этом случае сжатие протозвезды тоже может быть описано универсальным автомодельным решением. Из здесь сжатие приводит к нестационарному распределению плотности, которое на более поздней стадии выражается степенным законом

$$\rho(r) \sim r^{-27/11}, \quad (6.38)$$

т. е. оно более крутое, чем в случае изотермического сжатия (6.36).

Большая неоднородность приводит к тому, что время сжатия примерно в четыре раза больше времени свободного падения. Рост температуры в центре звезды по мере уплотнения также определяется нестационарным законом

показателем

$$\gamma \approx \frac{2.37 - 1}{2.7 - 1} = 1.185, \quad (6.39)$$

т. е. гораздо меньше $4/3$, как и должно быть для продолжения сжатия. Зная все параметры модели, можно определить и зависимость светимости от времени. Получилось, что независимо от массы протозвезды ее светимость уменьшается со временем как

$$L = 2 \cdot 10^{42} t^{-25.27} \text{ эрг/сек}. \quad (6.40)$$

В численных расчетах Колесника (1974, 1975) рассматривалось сжатие сферы с начальным радиусом $10^4 R_\odot$ и начальными температурами в центре $(20 \div 100)^\circ \text{K}$. Примерно через 10^4 лет после начала сжатия в центре образуется плотное ядро с массой, составляющей от 1 до 3% от массы протозвезды. Радиус и температура ядра сильно зависят от принятых механизмов охлаждения.

В протозвезде на молекулярного водорода размер ядра к моменту достижения им непрозрачности близок к $70 R_\odot$. Плотность вещества внутри ядра порядка $10^{-4} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ и его температура около 4000°K . Образованное плотное ядро тесно связано с диссоциацией молекулярного водорода, но имеет и более общий характер. Для сравнения укажем, что по данным Колесника при охлаждении на тяжелых элементах радиус ядра при достижении непрозрачности близок к $300 R_\odot$, плотность — $10^{-7} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ и температура 200°K . Еще больше непрозрачное ядро при охлаждении на пыли, где его радиус $3000 R_\odot$, плотность $10^{-9} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ и температура всего 10°K , что близко к начальной температуре пыли.

После образования ядра в сжимающейся протозвезде излучение усиливается. В результате, как уже упоминалось (Дорошневич и Колесник, 1975), усиливается давление радиации, и при достаточной массе ядра значительная часть оставшейся разреженной оболочки рассеется в пространстве и поэтому только часть массы первоначальной облака сожмется в звезду.

Образование плотного и непрозрачного ядра приводит сначала к замедлению его сжатия, поскольку энергия больше не уносится достаточно быстро. Замедление сжатия ядра приводит к образованию в оболочке ударной

волны. Постепенное увеличение температуры ядра приводит к диссоциации тем молекулярного водорода, что опять уменьшает (на время диссоциации) показатели γ_0 и сжатие ядра может возобновиться. Здесь возможны и колебательная релаксация движений, особенно в тех случаях, когда действуют несколько механизмов охлаждения.

Детали различных расчетов эволюции протозвезд на стадии формирования непрозрачного ядра сильно различаются (Ларсен, 1969; Нарита и др., 1970) и здесь трудно пока пересчитать более или менее четкую картину происходящих явлений, тем более трудно дать надежные количественные оценки, особенно, если учесть, что прототельные и магнитные поле сильно усложняют процесс и вносят дополнительные начальные параметры.

Легче понять следующую стадию, когда быстрое сжатие уже прекратилось, основная часть энергии выделяется в ядре, но центральная температура еще недостаточна для включения термоядерных реакций. После работы Хилли (1961) считается, что перенос энергии на этой стадии протозвезды осуществляется конвекцией. Звезда перемещается по диаграмме Гершпрунга — Рассела так, что все время она проходит вдоль «границы Хилли», уравнение которой

$$T_{\text{эф}} \approx 20^{2/31} L^{0.2}, \quad (6.41)$$

где $T_{\text{эф}}$ — эффективная температура сжимающейся протозвезды. Она очень слабо зависит от массы, практически не зависит от светимости и примерно равна 2000°K.

Перед попаданием на главную последовательность звезда сходит с тропи, идущей вдоль границы Хилли, образует ядро, находящееся в лучистом равновесии, и в конечном счете развивает температуру, достаточно для включения термоядерных реакций.

Принято считать, что протозвезды, исходящие из стадии коллективного сжатия, наблюдаются в виде звезд типа Т Тельды или инфракрасных источников. Но это уже звезды второго или, лучше сказать, последнего поколения, и поэтому они богаты тяжелыми элементами. Эти объекты мы рассмотрим в следующей главе.

Сжимающиеся протозвезды первого поколения уже давно превратились в звезды и мы их не видим.

ГЛАВА VII

КРУПНОМАСШТАБНАЯ ДИПМКА МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ И ОБРАЗОВАНИЕ ЗВЕЗД ПЛОСКОЙ ПОДСИСТЕМЫ

В предыдущей главе мы рассмотрели современные представления об образовании звезд первого поколения из первозачального водородно-гелиевого газа. Серьезной трудностью здесь, как уже отмечалось, было то, что мы еще плохо знаем условия в этих системах и не имеем возможности наблюдать в них процесс звездообразования.

В настоящее время в галактиках уже 98%, а возможно, и более 99% всего вещества сосредоточено в звездах или побывало в них. Иными словами, первоначальный процесс звездообразования уже, по-видимому, давно закончился. Газ, который мы сейчас наблюдаем в галактиках, имеет в основном вторичное происхождение. Но крайней мере значительная часть этого газа была выброшена из звезд в процессе их эволюции. Это следует хотя бы из того, что химический состав современного межзвездного газа существенно обогащен тяжелыми элементами. Здесь много и космической пыли.

В современном межзвездном газе продолжается процесс звездообразования. Но протекает он несколько иным путем. Во-первых, наличие тяжелых элементов в космической пыли существенно влияет на условия охлаждения газа, а следовательно, и на гравитационную неустойчивость. Во-вторых, вместо однородного (или предполагаемого однородного) распределения первичного газа здесь уже имеет место довольно сложная крупномасштабная структура межзвездной среды и, в частности, такое своеобразное явление, как спиральные рукава. В-третьих, так существенно влияние магнитного поля и космических лучей. И, наконец, то, что процесс образования звезд в первичной межзвездной среде доступен наблюдениям.

Все это приводит к тому, что теория образования звезд второго поколения строится иначе, чем для звезд первого поколения и в этой главе мы изложим основные современные представления по этому вопросу. Начнем с теории спиральной структуры, очень важной для понимания процесса звездообразования в настоящее время.

§ 1. Спиральная структура диска галактик

Выброшенный из звезд газ, как и остатки первоначального субстрата, сохраняют свой момент вращения в Галактике, но теряют энергию на высвечивание. Это приводит к концентрации газа в плоскости Галактики и переходу его на concentрические орбиты в этой плоскости, т. е. к движению, обеспечивающему наибольший удельный момент вращения при наименьшей дисперсии скоростей.

Наблюдения показывают, что межзвездный газ в диске Галактики в первом приближении распределен в виде широкого кольца. В центральной части Галактики межзвездного газа мало, здесь мала как плотность газа, так и толщина слоя газа (меньше 100 пс). По мере удаления от центра толщина газового диска растет и поверхностная плотность газа сначала возрастает, достигает максимума на расстоянии $4 \div 6$ клс от Солнца, а затем опять падает.

Хотя звездообразование сосредоточено преимущественно в местах наибольшей плотности межзвездного газа, представляют интерес и внешние части слоя межзвездной среды. Там в настоящее время звезды не образуются, но динамика газа в этих частях Галактики может быть связана с динамикой периферного субстрата.

Распределение межзвездного газа во внешних частях Галактики. Уже давно известно, что слой межзвездного газа к периферии не только утончается, но и загибается, отклоняясь к периферическим галактическим широтам (т. е. к северу) и направлению галактической долготы $l \approx 60^\circ$ и к отрицательным широтам в области галактической долготы $l \approx 300^\circ$. Увеличение толщины слоя межзвездной среды и его искривление начинаются за орбитой Солнца в Галактике (т. е. на расстоянии, большем 10 клс) достигают максимума на расстоянии килопарсека на

расстоянии 16 клс от центра Галактики. Кроме этого газа, в Галактике наблюдаются облака так называемого высокоскоростного высокониотного межзвездного водорода. Эти облака могут присутствовать на больших угловых расстояниях от галактической плоскости. Лучевые скорости их в большинстве случаев отрицательны и могут достигать 200 км/сек. Интерпретация наблюдений затруднена тем, что неизвестны расстояния до облаков. Возможно, что происхождение их различно. Облака, расположенные в пределах нескольких килопарсек от плоскости Галактики, связаны с ее внешними ветвями (Дитер, 1971; Верский, 1973). Из-за слабого притяжения к центру и плоскости Галактики периферийные области газового слоя могут легко искривляться. По-видимому, на периферии Галактики мы наблюдаем сильную деформацию слоя, из-за которой часть газа выскочит над плоскостью Галактики. Согласно Дитер газ образует цилиндрический слой высотой 3,5 клс по обе стороны от галактической плоскости с внутренним радиусом порядка 12 клс. Полная масса газа в этой оболочке — около $2 \cdot 10^6 M_\odot$. Эта оболочка участвует во вращении Галактики.

Объяснение происхождения облаков на очень высоких галактических широтах проникновением газа спиральных ветвей сталкивается с большими трудностями (Оурт и Халлеби, 1973). Здесь мы наблюдаем, возможно, результат падения метagalacticкого газа на диск Галактики (около 1 $M_\odot$ в год). В этом случае, если, конечно, наблюдаемая внешняя часть газа не носит временного или локального характера, и теория эволюции Галактики предполагает выделение газа из межзвездного слоя и вне; томы на тонны газа сравнима с темпами превращения газа в звезды. Образуется плотного газа и Местной системе почти нет, так что падать могут скорее остатки тонкого газового облака, центральная часть которого ранее образовала Галактику. Состав падающего газа должен соответствовать начальному, т. е. водородно-гелиевому составу.

Движение и структура газа на далекой периферии Галактики могут быть сильно искажены взаимодействием движущейся Галактики с метagalacticкой средой в Местной системе галактик.

Спиральные волны в газовом диске. Основная масса межзвездной среды в Галактике представляет собой сравнительно плоский диск с заметной неоднородным распределением плотности. Отличается пока от этих неоднородностей и будем рассматривать межзвездный газ как вращающийся диск с постоянной толщиной и плотностью. Ясно, что здесь, как и в обычном газе, могут распространяться волны плотности, т. е. обычные звуковые волны. Если длина волны много меньше толщины диска, то эти волны ничем не отличаются от волн в протонной среде и, в частности, при учете самогравитации их дисперсионное уравнение описывается формулой (6.6).

Существенное отличие возникает, если мы перейдем к волнам, длина которых много больше толщины диска. Рассмотрим сначала наиболее простой случай. Пусть в центре диска имеется источник, создающий радиально-симметричные возмущения диска с большой длиной волны. Это приведет к тому, что по диску «побегут» кольцевые волны сжатия и разрежения. Возникшее в центре области сжатие будет передвигаться по диску вдоль радиуса в виде кольца, размером порядка длины волны, причем толщина диска при этом не изменится. Затем будет следовать кольцевая волна разрежения, затем опять сжатие и т. д., если источник возмущения имеет периодический характер.

Так же как и в волнах «тихого» звука, учет самогравитации в таких кольцевых волнах приведет к тому, что здесь в дисперсионном уравнении появится отрицательный член, уменьшающий упругость газа в волне. Теперь это уравнение, связывающее частоту ω и длину λ кольцевых волн, имеет вид

$$\omega^2 = v_s^2 k^2 - 2\pi G \rho h k = \left(\frac{2\pi r}{\lambda}\right)^2 - 2\pi G \rho \frac{2\pi h}{\lambda}, \quad (7.1)$$

где ρ — по-прежнему плотность газа, h — толщина диска. Напомним, что по условию мы рассматриваем волны с $\lambda \gg h$.

Но в формуле (7.1) не учтен еще один важный эффект — вращение диска. Пусть весь диск вращается так, что на расстоянии r от центра (вдоль радиуса) его угловая скорость есть $\Omega(r)$. Это означает, что каждый элемент массы газа в диске движется вдоль окружности с линей-

ной скоростью $v_r = r\Omega(r)$, на которую также налагаются пекулярные скорости движения газа, если, например, он имеет облачную структуру.

Когда данный элемент массы движется по кругу, то это означает, что здесь центробежная сила компенсирует притяжение газа внутренней частью Галактики. Но в кольцевых волнах происходят радиальные перемещения газа относительно его равновесной орбиты. При сжатии газа в кольцевой волне элемент массы смещается вдоль радиуса к центру, а при разрежении — обратно к равновесной орбите, а затем и далее к периферии. При периодичности колебаний должно иметь место периодическое тупление газа вдоль радиуса диска с частотой ω и с амплитудой, соответствующей амплитуде волны. Ясно, что такое движение нарушает баланс между центробежной силой и гравитационным притяжением и это приводит к появлению дополнительной силы, действующей на элемент массы газа в подобных волнах, отличной как от силы упругости газа (т. е. его давления), так и от силы самогравитации. Учет этой силы, т. е. периодически меняющейся разности между центробежной силой и гравитационным притяжением внутренней части Галактики, приведет к появлению в дисперсионном уравнении этих волн еще одного члена. Теперь будем иметь

$$\omega^2 = v_s^2 k^2 - 2\pi G \rho h k, \quad (7.2)$$

где $\kappa(r)$ — так называемая эпциклическая частота, определяемая формулой

$$|\kappa(r)| = \frac{1}{r^3} \frac{dr}{dr} [r^2 \Omega(r)] - 4\Omega^2 \left[1 + \frac{r}{2\Omega} \frac{d\Omega}{dr}\right]. \quad (7.3)$$

В самом деле, в волне плотности во вращающемся диске каждый элемент газа принимает участие в двух движениях — вращении всего диска (движение по основной орбите — деференту) и колебаниях вдоль радиуса, которые можно представить как вращение по эпцикле, если пользоваться терминологией Птолемея.

Формула (7.2) и определяет свойства кольцевых волн плотности во вращающемся диске. Например, в предыдущей главе при рассмотрении волны плотности в однородной протонной газовой среде был получен критерий неустойчивости Джинса из условия $\omega^2 < 0$. Теперь мы

тоже можем получить критерий неустойчивости газового диска из подобного же условия (см. Хантер, 1972). Положим в (7.2) $\omega = 0$. Диск будет устойчив, если при этом уравнение (7.2) для определения $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ не будет иметь ни одного решения. Очевидно, что для этого должно быть выполнено условие

$$c_s > \frac{v_{\phi} r h}{\kappa} \quad (7.4)$$

Если же имеет место обратное неравенство, то (7.2) имеет действительные решения для k и при $\omega^2 < 0$ и, следовательно, в этом случае диск распадется на отдельные кольцевые образования, которые будут сжиматься дальше под действием собственного тяготения. Характерные размеры этих колец $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ легко получить из (7.2), решая это квадратное уравнение при $\omega^2 = 0$. Критерий неустойчивости (7.4) с обратным неравенством в каком-то мере аналогичен критерию Джинса — для гравитационной неустойчивости необходима низкая кинетическая температура среды.

Волны плотности в газовом диске могут быть не только радиально-симметричными, кольцевыми. Могут существовать волны, которые одновременно перемещаются как по радиусу (к центру или от центра диска), так и вдоль окружности. В этом случае волновой фронт будет уже иметь форму не окружности, а спирали, перемещающейся по диску с постоянной угловой скоростью Ω , одинаковой на разных расстояниях от центра. Угловая скорость спиральной структуры Ω и частота волны ω связаны соотношением

$$\Omega_p = \frac{\omega}{m}, \quad (7.5)$$

где m — число витков спирали. Для определения Ω имеем следующее дисперсионное уравнение

$$m^2(\Omega_p - \Omega)^2 = v_{\phi}^2 k^2 - 2\kappa c_{sh} |k|. \quad (7.6)$$

Параметр k по абсолютной величине попрежнему равен $2\pi/\lambda$, но теперь его выбирают положительным для «раскручивающейся» спирали (волна бежит от центра) и от-

рицательным для «закручивающейся» спирали. Надо всегда иметь в виду, что в любой волне плотности частота сохраняется, но длина волны (или k) может меняться с расстоянием, если меняются внешние параметры ($\Omega(r)$, $\kappa(r)$, v_{ϕ} , ρ и т. п.).

То, что фронт волны, перемещающейся как вдоль радиуса, так и вдоль окружности в диске, имеет форму спирали, очевидно из самого определения, но сама форма спирали может быть сложной, в зависимости от того, как меняются параметры диска вдоль радиуса. Сравнить с наблюдениями удобно расстояние между соседними витками спирали и так называемыйpitch-угол i , т. е. угол между направлением вращения по кругу и направлением спирального фронта. У кольцевых волн расстояние между фронтами есть просто длина волны λ , а pitch-угол равен нулю. У спиральных волн расстояние между соседними витками равно λ/m , а pitch-угол i определяется условием $\tan i = m\lambda/2\pi r$. Спирали могут быть однокручными ($m = 1$), двухкручными ($m = 2$) и т. д.

Спиральные волны в звездном диске. До сих пор мы рассматривали кольцевые и спиральные волны плотности в газовом вращающемся диске, представляющие собой обобщение обычных звуковых волн, состоящих из чередующихся сгущений и разрежений газа. Упругость газа, т. е. его давление, учитывается в атах волн как скоростью звука c_s . Правда, в «тяжелом» газе во вращающемся диске фазовая скорость такой волны отличается от c_s , но тем не менее свойства подобных волн существенно зависят от скорости звука $c_s = \sqrt{\gamma RT/\mu}$.

По оказывается, что во вращающемся звездном диске тоже возможны волны плотности. Отличие звездной системы от газа заключается в том, что здесь нет давления и в обычном понимании этого слова и величина, эквивалентная скорости звука, должна быть принята равной нулю. Отсюда, например, следует, что в нейтральной звездной системе нет волн плотности «тяжелого» звука. Если бы они существовали, то их дисперсионное уравнение описывалось бы формулой (6.6) при $v_{\phi} = 0$, т. е. у таких возмущений частоты могут быть только мнимыми (система неустойчива).

Но если мы положим $v_{\phi} = 0$ в дисперсионное уравнение (7.2) или (7.6), то найдем, что частоты могут быть

действительными и что здесь вполне могут существовать волны плотности.

Дисперсионное соотношение для кольцевых волн плотности во вращающемся звездном диске мы запишем в виде

$$\omega^2 = \kappa^2 - 2\pi G \sigma_* |k|, \quad (7.7)$$

а для спиральных волн в таком диске имеем

$$m^2 (\Omega_p - \Omega)^2 = \kappa^2 - 2\pi G \sigma_* |k|, \quad (7.8)$$

Здесь величина σ_* представляет собой некоторую эффективную поверхностную плотность распределения звезд с учетом их дисперсии по скоростям. В явном виде эта величина выражается довольно громоздкой формулой и поэтому мы лучше опишем качественно, как она определяется.

Если бы все звезды были в таком диске, где давали бы по строго круговым орбитам без дисперсии скоростей, то величина σ_* представляла бы просто интеграл по высоте от плотности массы, сосредоточенной в звездах. Если звездную систему представить в виде однородного диска толщиной h , то $\sigma_* = \rho_* h$, где ρ_* — плотность массы в звездах, рассчитанная на единицу объема звездной системы.

Теперь допустим, что у звезд есть большая дисперсия скоростей, которую мы обозначим через Δv_* , т. е., что звезды движутся не по круговым орбитам, а по более сложным траекториям, так что в каждом элементарном объеме имеются звезды с разными значениями скорости и разными направлениями движений. В этом случае величина σ_* существенно уменьшается. Причину этого легко объяснить. При большой дисперсии скоростей звезды как бы «разбегаются» из области сжатия, и эффект самогравитации просто не успеет привести к заметному уменьшению свойств волны. Критерием заметного уменьшения действия самогравитации в звездной волне плотности является величина $\Delta v_*/v_*$, где $v_* = \omega/k$ — фазовая скорость волны. Чем эта величина больше, тем меньше эффект самогравитации. В пределе для случая большой дисперсии скоростей звезд в диске с заданной толщиной

$$\sigma_* = \rho_* h \exp \left[- \left(\frac{k \Delta v_*}{\kappa} \right)^2 \right], \quad (7.9)$$

Формула (7.9) есть предельный случай, когда покажутся экспоненты много большие единицы. Правда, эта формула правильно описывает и случай $\Delta v_* \rightarrow 0$, но при промежуточных значениях величин $(k \Delta v_*/\kappa)^2$ действительное значение σ_* сильно отличается от приближенной формулы (7.9).

Формулы (7.7) и (7.8) с учетом зависимости $\sigma_*(k, \kappa, \Delta v_*)$ определяют и устойчивость звездного диска. В частности, в звездном диске без дисперсии скоростей ($\Delta v_* = 0$) всегда возникает неустойчивость во волнах плотности с длинами

$$\lambda < \lambda_* = \frac{2\pi}{k_*} = \frac{4\pi^2 G \rho_*}{\kappa^2} = \frac{4\pi^2 \rho_* h}{\kappa^2}. \quad (7.10)$$

Это условие сразу следует из (7.7) при $\omega^2 < 0$. Если $\kappa^2 < 4\pi^2 G \rho_*$, то неустойчивость диска проявляется в том, что он распадается на отдельные сгущения, размеры которых порядка толщины диска. Если же $\kappa^2 > 4\pi^2 G \rho_*$, то диаметр диска много больше λ_* по (7.10), то звездный диск без дисперсии скоростей распадается на облака, толщина которых порядка толщины диска, а их размер в плоскости диска порядка $\lambda_*/2$.

Учет дисперсии скоростей существенно меняет этот вывод. Для определения устойчивости теперь надо найти условия, при которых правая часть (7.10) с подстановкой точного выражения для σ_* ни при каких k не обращается в нуль. Очевидно, что при достаточно большой дисперсии скоростей звезд это всегда возможно, поскольку σ_* быстро уменьшается с ростом Δv_* . Если воспользоваться приближенной формулой (7.9), то можно найти критерий устойчивости звездного диска:

$$\Delta v_* \geq \frac{\pi G \rho_* h}{\kappa}, \quad (7.11)$$

который впервые был получен Тумре (1964). Более точные расчеты, в частности, и учет влияния толщины диска, приводит лишь к некоторым изменениям численного коэффициента (7.11), который всегда не слишком сильно отличается от единицы.

Формула (7.11) означает, что при большой дисперсии скоростей звезды успевают «убежать» из области сжатия быстрее, чем эффект самогравитации приведет к сущест-

ленному сжатию. Поэтому критерий (7.11), по существу, эквивалентен критерию Джинса — распаду на сгущения и их дальнейшее сжатие возможен лишь при низкой температуре или, в случае звездной системы при низкой дисперсии скоростей.

Формулу (7.11) можно использовать для оценки минимальной дисперсии в звездных дисках.

В дальнейшем мы будем рассматривать устойчивые звездные диски — условие (7.11) выполнено, диск не распадается на отдельные сгущения и возмущения приводят лишь к появлению волн плотности, распространяющихся вдоль диска. Наблюдения показывают, что кольцевые волны ($m=0$) встречаются не часто; в правильной форме они почти не наблюдаются. Но спиральные волны, особенно двухрукавной структуры ($m=2$), представляют собой характерное явление в галактиках хотя и здесь правильная структура также встречается не слишком часто.

Волны плотности в звездных дисках галактик имеют относительно малую амплитуду изменения гравитационного потенциала и флуктуаций концентрации звезд — обычно не более $3 \div 5\%$. Это приводит к тому, что в спиральных волнах плотности у звезд появляются добавочные изменения скорости (кроме их обычной дисперсии), примерно равные

$$u_r \approx \frac{\kappa}{k} \frac{\Delta \varphi}{\varphi}, \quad u_\theta \approx -\frac{\kappa^2}{k\Omega} \frac{\Delta \varphi}{\varphi}, \quad (7.12)$$

где $\Delta \varphi/\varphi$ — амплитуда изменения гравитационного поля в волне плотности, u_r — радиальная и u_θ — азимутальная компоненты скорости. Величины u_r и u_θ , так же как и $\Delta \varphi/\varphi$, периодически меняются с удалением от центра Галактики, тем самым проявляя именно волновой характер спиральной структуры. В нашей Галактике амплитуда изменения скорости u около 10 км/сек .

Теория спиральных волн плотности была создана для объяснения спиральной структуры Лином и его сотрудниками (Лин и Шу, 1964; Лин, Шу, Ли, 1969). Впоследствии эта теория развивалась во многих работах (Марочник и др., 1972). Достаточный полный обзор этих исследований содержится в работе Марочника и Сучкова (1973), а также в работе Каплана и Инкельнера (1974).

Проводились и подробные сопоставления теории с наблюдательными данными, хотя здесь еще трудно получить внутренне согласованную картину.

По-видимому, у большей части спиральных галактик имеется двухрукавная система ($m=2$). Правда, сама рукава часто состоят из отдельных клочков, обрывков. Поэтому не очень просто провести геометрическую линию, описывающую фронт спиральной волны. В частности, трудно определить и pitch-угол. По разным оценкам в нашей Галактике $i \approx 7 \div 20^\circ$.

Легче определить частоту спиральной ударной волны ω и ее угловую скорость $\Omega_p = \frac{\omega}{2}$, хотя и здесь нет однозначного ответа. Величина угловой скорости Галактики $\Omega(r)$ известна довольно хорошо. Ее часто выражают через постоянные Орбита A и B , характеризующие дифференциальное вращение в данной области Галактики:

$$\Omega(r) = A - B = 25 \text{ км/сек} \cdot \text{кпс}. \quad (7.13)$$

Численное значение соответствует окружности Солнца. Отсюда имеем для эпиклической частоты:

$$\kappa(r) = 2 \sqrt{B(A-B)} = 31 \text{ км/сек} \cdot \text{кпс}. \quad (7.14)$$

Зная длину волны [по расстоянию между витками спирали или по периодическому характеру изменения скорости (7.12)], можно по формуле (7.8) определить и Ω_p . Здесь имеется некоторая неопределенность, связанная с тем, что в общем случае существуют две моды колебаний — коротковолновая и длинноволновая, поскольку уравнение (7.8) квадратно. Рассматривались разные случаи и получались разные значения Ω_p от $13,5 \text{ км/сек} \cdot \text{кпс}$ до $30 \text{ км/сек} \cdot \text{кпс}$. Чаще всего принимается для угловой скорости спиральной волны в нашей Галактике:

$$\Omega = \frac{1}{2} \omega = 15 \text{ км/сек} \cdot \text{кпс}. \quad (7.15)$$

Как и у всяких волн, спиральные волны имеют фазовые и групповые скорости. Фазовые скорости равны $\omega/k = \omega \lambda/2\pi = \Omega_p \lambda/2\pi$, а групповые (ее радиальный компонент):

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} \approx -\frac{\pi G \sigma_*}{\kappa} \approx 10 \text{ км/сек}. \quad (7.16)$$

Численные значения приведены для окрестности Солнца. Это значение довольно велико и оно означает, что спиральная волна плотности «стигивается» к центру и должна исчезнуть примерно за 10^8 лет, т. е. всего за несколько оборотов. Отсюда следует, что спиральные волны плотности должны чем-то возбуждаться, они не могут остаться как следствие начального образования галактик. Спиральная структура встречается часто и это означает, что механизм образования спиральной структуры должен быть достаточно эффективным.

Было предложено несколько моделей возбуждения спиральных волн плотности в звездном диске. Возможно, что у разных галактик механизмы возбуждения этих волн также различны. Если у галактики есть близкие спутники (как, например, Магеллановы Облака у нашей Галактики), то спиральная структура может возбуждаться приливным воздействием от этих спутников. Концентрация массы на периферии может создать там динисовскую неустойчивость, которая в более внутренних частях галактик переходит в спиральные волны. Неустойчивость по отношению к возбуждению спиральных волн может быть связана с наличием в галактиках взаимопроницающих звездных подсистем, вращающихся с разными угловыми скоростями (аналог пучковой неустойчивости).

Возбуждение спиральных волн может быть связано и с процессами в ядрах галактик. Вращение баронриальной структуры способно привести к радиальному волн, распространяющихся вдоль радиуса диска от центра (Корчагин и Марочник, 1975). Возможно, что определенную роль играют и наблюдающиеся в радиополучении выбросы газа из ядер галактик. Возможностей много, хотя ни в одной модели до сих пор не удалось получить достаточно хорошие результаты (обзор моделей см. Марочник, Сучков, 1973). По-видимому, различные механизмы возбуждения волн могут привести к сходной картине спиральных ветвей.

Структура волн плотности, т. е. спиральных рукавов, может быть прослежена по данным наблюдений. Вообще говоря, это сложные и неупорядоченные образования и они довольно резко выделяются на общем фоне наличия горячих ярких звезд, зон неопределенного возмущения, большими агрегатами газово-пылевой межзвездной среды.

В центральной части Галактики картина распределения и структуры рукавов несколько отличается от того, что предсказывает простая волновая теория. Здесь выделяется рукав, имеющий форму кольца с радиусом около 4 клс, и расширяющийся со скоростью около 50 км/сек. Внутри него есть несколько более слабых колец. Наконец, наблюдаются уже упомянутые выбросы из центральной области Галактики, которые наиболее подробно изучал ван дер Круит (1972). Из данных наблюдений вроде бы следует, что 12–15 млн. лет назад произошел выброс газовых облаков с полной массой около $10^6 M_{\odot}$ и со скоростью 600 км/сек, который мог бы образовывать в настоящее время расширяющийся рукав радиусом 4 клс.

Эти и другие наблюдения позволяют считать, что некоторая часть спиральной структуры (рукава с радиусом 4 клс, обрывки рукавов в межрукавном пространстве) могут иметь не только волновую природу, но и «материальную» структуру, т. е. состоять из скопления вещества, удерживаемого в потенциальной яме гравитационного поля соответствующей структуры, а не просто пересекающего ее, как в волне.

Волновая структура спиральных волн плотности исчезает и на периферии галактик.

Звезды редко образуются в центральной части галактик, где газ движется с большими скоростями и где его немного, и не образуются на периферии галактик, где плотность газа вообще мала. Правда, в центральной области около самого центра наблюдаются зоны II II, есть торчат звезды и там, возможно, имеет место процесс звездообразования.

В основном процесс звездообразования происходит в средней части галактики, где плотность газа не мала. Нельзя не отметить, чтобы дифференциальное вращение галактики не останавливало бы сжатия из-за вызванного им энциклического вращения газовых облаков. Можно получить следующий критерий минимальной плотности, при которой вообще может начаться крупномасштабное сжатие (Кавир, 1972):

$$\rho_{\min} \approx \frac{1}{2} \frac{v^2}{a^2} \approx 5 \cdot 10^{-24} \text{ г/см}^3. \quad (7.17)$$

Разумеется, (7.17) представляет собой только нижний предел, — для конденсации звезд необходимо выполнение еще многих условий. Но, например, во внешних частях галактик, где $\rho \ll \rho_{\text{крит}}$, никакое охлаждение газа не может создать условий, благоприятных для образования больших конденсаций газа, в следовательно, и звезд. В то же время сжатие газа и спиральных рукавах, которое, как мы увидим ниже, может быть весьма существенным, повышает плотность выше предела (7.17).

§ 2. Спиральная ударная волна

Вотна плотность, наблюдаемая как спиральный рукав, представляет собой сложное образование; здесь много специфических объектов, связанных с процессом образования звезд. Но уже отмечалось, что гравитационный потенциал, в следовательно, и общая плотность вещества изменяются в спиральном рукаве очень немого, всего на 3—5%. Конечно, такое изменение плотности межзвездного газа явно недостаточно для преодоления барьера джинсовской неустойчивости. Но, как оказалось, плотность именно межзвездного газа в спиральном рукаве увеличивается существенно больше, чем плотность массы в среднем. Это связано с образованием здесь спиральных ударных волн, описанных Робертсом (1969) и изученных впоследствии во многих работах (см. Пикельнер, 1969; Шу и др., 1972—1973; Канлан, Пикельнер, 1974; Миншуров, Суяков, 1975).

Чтобы изучить свойства этих ударных волн, рассмотрим подробнее движение газа и звезд в области спиральной волны плотности. Численные оценки приведем для случая окрестности Солнца. Угловая скорость вращения галактики и звезд вокруг центра Галактики здесь примерно равна 25 км/сек-кпс , чему соответствует линейная скорость перемещения вещества по круговой орбите 250 км/сек . С другой стороны, угловая скорость спиральной волны гораздо меньше, около 15 км/сек-кпс . Поэтому газ и звезды догоняют спиральную волну и вступают в нее с внутренней стороны. Внутри спирального рукава гравитационный потенциал больше и поэтому скорости движения газа и звезд относительно рукава несколько увеличиваются, как мы видели, примерно на 10 км/сек .

Петрудино оценить и общее изменение скорости газа и звезд при попадании их в область спиральной волны.

Скорость относительного движения газа и рукава по направлению вдоль окружности равна $270 - 15 \cdot 10 \approx \approx 120 \text{ км/сек}$. Учитывая, чтоpitch-угол спиральной волны составляет около 10° , получим, что по нормали к рукаву относительная скорость порядка 20 км/сек . Учитывая также увеличение перпендикулярного компонента скорости вещества в рукаве еще на 10 км/сек , получим, что скорость втекающего в спиральный рукав газа и входящих в него звезд сначала увеличивается примерно до $(25-35) \text{ км/сек}$. Эта скорость больше, чем скорость звука в межзвездном газе, который с учетом влияния магнитного поля и движущихся облаков равен приблизительно 10 км/сек . Из уравнения Бернулли следует, что если движение газа (идеальной жидкости) сверхзвуковое, то в потенциальной име плотность уменьшается, а если движение дозвуковое, то плотность увеличивается. Наблюдения показывают, что плотность газа в рукаве выше средней, т. е. движение становится дозвуковым, скорость газа далее уменьшается. Замедление от сверхзвукового к дозвуковому в условиях, когда сила тяжести только ускоряет течение, может происходить только на фронте ударной волны. Газ, втекающий в рукав, налетает на имеющийся там газ и резко затормаживается движением. Само накопление газа в рукаве происходит так же, как увеличение плотности звезд.

Звезды по образуют ударной волны, поскольку длина пробега для них слишком велика. Гравитационные поля рукава складываются лишь в некотором изменении формы их орбит. Тем не менее, несмотря на увеличение перпендикулярной к рукаву скорости плотности их в рукаве увеличивается, рукав есть волна плотности. Наглядно это можно пояснить следующим образом. «Подходя» к рукаву с внутренней стороны, звезда притягивается к нему и отклоняется от круговой орбиты, удаляется от центра. При этом она уменьшает круговую скорость приблизительно по закону Кеплера, и это замедление оказывается более существенным, чем ускорение под действием самого рукава, так как поле Галактики относительно сильнее. Таким образом, звезда, войдя в рукав, как бы замедляется относительно него, и при этом плотность звезд, в соот-

ветствии с уравнением неразрывности, увеличивается. После этого звезда поворачивает под действием того же притяжения к центру и начинает скользить вдоль рукава (рис. 40). Скорость ее под действием того же эффекта увеличивается, движение опять становится почти круговым, и звезда уходит из рукава с повышенной скоростью, а плотность звезд за его пределами соответственно уменьшается.

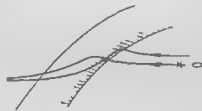


Рис. 40. Движение звезды и облаков газа (нижняя кривая справа) и разреженного газа (верхняя кривая — спираль) в раскручиваемую явную.

Вернемся к ударным волнам в спиральном рукаве. Главная особенность межзвездных ударных волн вообще — возможность получить сильные сжатия, значительно превышающие обычное четырехкратное сжатие ударной волной в одноатомном газе. Это связано с тем, что излучение энергии из области фронта ударной волны уходит отсюда энергию и тем самым ослабляет противодействие сжатию (см. Каплан, 1956; Каплан и Никельшер, 1963). Величину сжатия газа в сильной ударной волне с высвечиванием (изотермическом) легко оценить по следующей формуле:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} \approx \left(\frac{v_d}{v_T} \right)^2, \quad (7.18)$$

где ρ_1 и ρ_2 — плотность газа до и после прохождения ударной волны, v_d — скорость ударной волны, $v_T = \sqrt{RT/\mu}$ — изотермическая скорость звука. Формула (7.18) просто означает, что в сильной ударной волне с высвечиванием динамическое давление ρv_d^2 вещества, втекающего во фронт, примерно равно тепловому давлению газа за фронтом волны. Формулу (7.18) можно легко обобщить, включив давления магнитных полей и космических лучей (Каплан, Никельшер, 1973). Эти давления, существующие в межзвездном газе, уменьшают сжатие.

В формуле (7.18) под v_T можно вообще понимать хаотическую скорость движения элементов газа, как тепловую, так и турбулентную, если ударная волна приводит к тому, что направленная скорость движения этой волны трансформируется в хаотическую скорость движения облаков за фронтом ударной волны. Тепловая скорость межзвездного газа (между облаками) и хаотическая скорость облаков этого газа есть величины одного порядка, и они равны примерно 7–8 км/сек. Того же порядка, или несколько меньше, альтовская скорость, которая характеризует упругость магнитного поля. Надо только иметь в виду, что сжатие компонента поля, параллельного фронту, происходит адиабатически с $\gamma \approx 2$, т. е. здесь нет изотермичности. Поэтому при сильном сжатии поле становится наиболее существенным фактором.

Если газ, втекающий в область спиральной рукава, замедляется, изменяя компонент скорости, перпендикулярный к оси рукава, например, на 20 км/сек, то согласно (7.18) здесь должна образоваться ударная волна со скачком плотности около 7. Забегая вперед, заметим, что именно это уплотнение межзвездного газа и делает возможным эффективное звездообразование в спиральных рукавах.

Детальная картина движения газа в спиральных рукавах была исследована Робертсом (1969), Шу и др. (1973) путем численного интегрирования уравнений движения. Опшем кратко результаты их вычислений.

Очевидно, что спиральная ударная волна может появиться не во всяком спиральной волне плотности — есть некоторый порог изменения потенциальной гравитационного поля в спиральной волне. В самом деле, слабая волна плотности не может существенно изменить направление движения газа и отклонить его от круговой траектории настолько, чтобы относительная скорость движения стала бы сверхзвуковой. Кроме того, для возникновения ударной волны необходимо существенное различие между угловыми скоростями вращения Галактики и спиральной волны при не слишком маломpitch-угле.

Ударной волны не будет и в том случае, если кинетическая энергия движения газа относительно спиральной волны больше потенциальной энергии газа в гравитационном поле волны плотности. В этом случае газ проскаки-

вает волну, не затормаживаясь, он как бы выметает плотный газ из рукава и в дальнейшем течет не затормаживаясь. В том случае, когда ударная волна образуется в положении фронта зависит от энергии течения газа. Чем больше эта энергия, тем дальше отстает плотный газ и тем дальше фронт от края рукава (Никольер, 1970; Шу и др., 1973). Расчеты показывают, что при благоприятных условиях спиральная ударная волна возникает уже при амплитуде волны плотности (по гравитационному потенциалу) около 1% относительно потенциала самой Галактики в этом месте. Еслиpitch-угол мал, то необходима амплитуда волны плотности около 5%.

На периферии Галактики угловая скорость вращения уменьшается и приближается к угловой скорости движения спиральной картины. Поэтому здесь мало относительная скорость, и спиральной ударной волны не возникает.

Детальные расчеты показывают, что элемент массы газа пересекает спиральную ударную волну в тот момент, когда он находится в наиболее удаленной от центра точке своей галактической орбиты. Здесь и происходит торможение газа (часть энергии движения высвечивается), после чего газ поворачивает вдоль фронта и начинает двигаться, приближаясь к центру. Его движение ускоряется гравитационным полем Галактики, и из-за силы Корнелиуса элемент газа постепенно начинает отклоняться от оси рукава, приближаясь к его внешнему краю.

Выйдя из спирального рукава, элемент газа, как уже говорилось, опять переходит на круговую орбиту движения в плоскости Галактики. Однако радиус этой новой орбиты должен быть несколько меньше радиуса орбиты до пересечения фронта ударной волны, так как из-за высвечивания на фронте энергии движения уменьшилась. Иными словами, пересечение спиральную ударную волну много раз, элемент массы газа постепенно приближается к центру. Оценки показывают, что время существования изменения галактической орбиты данного элемента массы газа порядка 10^9 лет или больше (Никольер, 1970).

Потеря кинетической энергии газа в спиральной ударной волне в период его на орбиты с меньшим радиусом не гасит саму спиральную волну плотности. Более того, этот эффект усиливает волну, поскольку при пере-

ходе на более «нижние» орбиты освобождается потенциальная энергия, которая по абсолютной величине вдвое больше потери кинетической энергии. Эта потенциальная энергия проявляется в упомянутом отклонении элемента к внешнему краю рукава, что ускоряет спиральную волну и соответственно усиливает ее амплитуду.

С другой стороны, образование в ветви горячих звезд, создающих области II II, которые расширяются и увеличивают энергию движущей облаков, действует как нагревающий механизм, добавляющий газу упругости и компенсирующий частично роль необратимой диссипации (Бирман и др., 1972).

Как уже говорилось, сжатие газа на фронте сильной ударной волны в спиральном рукаве достигает 5—7 раз. Это сжатие происходит в узкой полосе сразу за фронтом; дальние плотности из-за действия корнелиусовых сил, увеличивающих нормальный компонент скорости, уменьшаются и в дальнейшем мелеются мало. Поскольку образование звезд тесно связано именно с уплотнением в спиральной ударной волне, объекты, характерные для спиральной структуры, концентрируются в этом случае непосредственно зади узкого фронта. Толщина занимаемого разными объектами слоя зависит от продолжительности их жизни, поэтому самые мощные II II области, в также дефиды наибольших периодов (Ефремов, 1977; концентрируются ближе к ударной волне.

Если относительная скорость газа и спиральной волны невелика, то ударная волна будет слабой или может вообще не возникнуть. Плотность газа тогда нарастает медленнее в соответствии с гравитационным потенциалом рукава, и максимум плотности газа соответствует середине рукава. В этом случае звездобразование происходит не так интенсивно, но спиральный рукав все же выделяется. Теперь его ширина существенно больше, чем при сильной волне.

Шу и др. (1973) показали, что, кроме основной спиральной ударной волны, могут образовываться и вторичные ударные волны за счет резонансов в движении спиральных волн разных гармоник. Эти ударные волны сравнительно слабы и возникают только в спиральных волнах с относительно большим изменением потенциала гравитационного поля.

Сопоставление теоретической картины спиральной структуры с наблюдательными данными проводилось во многих работах (см. обзор Марочник и Сучков, 1974). Распределение звезд в спирали будет рассмотрено ниже, в связи с непосредственным решением вопроса о звездообразовании в спиральных рукавах.

Здесь мы только коснемся проблемы интерпретации наблюдений межзвездной среды в рамках модели спиральной ударной волны. Существование спиральных ударных волн подтверждается темными полосами, которые наблюдаются преимущественно на внутренних краях спиральных ветвей, особенно в галактиках Sc, например в M 51. Эти прожилки пыли точнее следуют за формой спиральных ветвей, чем, например, области II II (Линде, 1972). Линде (1970) нашла, что концентрация газа в этих полосах порядка $10 \div 20 \text{ см}^{-3}$, если считать, что здесь отношение газа к пыли такое же, как в нашей Галактике. Если там невозможная плотность межзвездного вещества такая же, как в Галактике (т. е. $\sim 0,5 \text{ см}^{-3}$), то сжатие газа в галактиках Sc должно быть очень велико — до 30 раз. Это возможно, если магнитное поле в этих галактиках мало, либо мала скорость звука, либо невозможна плотность и пространство между рукавами там больше.

Изследование радиоплучения галактики M 51 (Мэтьисон и др., 1972) показало значительное усиление синхротронного излучения в тех же областях, где наблюдается усиление поглощения межзвездной пылью. Величину усиления излучения оценить трудно, так как разрешающая способность радиомизмерения еще недостаточна. Однако расчет радиоплучения на основе теоретической модели волны дал после усреднения по диаграмме радиотетескопа распределение, близкое к наблюдаемому.

К сожалению, еще трудно построить детальную картину распределения межзвездного газа в нашей Галактике, поскольку мы выходим внутри нее. Довольно четко прослеживается, спиральная картина по областям низиозвонного водорода, наблюдаемым оптически в пределах нескольких килопарсек от Солнца. По распределению этих областей отражает распределение возникших здесь же молодых и горячих звезд и слабо связано с газом, извешшимся до прохождения здесь ударной волны.

Наиболее полные данные о спиральной структуре получаются из исследования распределения нейтрального водорода, определенного по радиоплучению на волне 21 см. Правда, и здесь пока не удалось получить однозначной и четкой картины спиральной структуры. Главная причина затруднений — сильная нерегулярность в распределении межзвездного водорода вообще и неуверенность оценок расстояний до областей II I. Уплотнения газа могут быть велики, но четко зафиксировать спиральные ударные волны пока не удается.

Тем не менее, нет сомнений в факте существования волн плотности в межзвездном газном диске, даже если они и не дают четкой спиральной картины, охватывающей большую часть диска галактики. Отсюда практически однозначно следует необходимость появления на некотором интервале расстояний от Солнца ударных волн с относительно большим скачком плотности. Эти ударные волны (в регулярной картине спиральных рукавов — спиральные ударные волны) создают сжатие вещества, которое, как мы сейчас увидим, приводит сначала к появлению облачной структуры межзвездного газа, а затем и к образованию звезд.

§ 3. Образование облаков нейтрального водорода

Рассмотрим теперь дальнейшую эволюцию межзвездного газа, сжатого спиральной ударной волной. Как известно, при сжатии разреженного газа и космических условиях его температурный режим определяется по адиабатическим условиям сжатия, а взаимодействием газа с излучением. С этой проблемой мы уже имели дело в предыдущей главе. Но там рассматривалось только выщелачивание газа при сжатии — наиболее важный процесс на начальной стадии эволюции галактик.

Тепловой режим межзвездного газа. В современном межзвездном газе температура определяется балансом охлаждения при выщелачивании и нагревании. В областях II II межзвездный газ нагревается излучением звезд, в областях II I — космическими лучами ($\approx 1-2 \text{ Мэв}$) и отчасти мягкими рентгеновскими лучами и ультрафиолетовым излучением горячих звезд. Анализ температурного режима межзвездного газа послужил много работ

(обзор проблемы см. Каппан и Пикельер, 1963; Фалд, 1970; Бочкарев, 1974). Мы здесь коротко суммируем результаты этих исследований.

Каждая горячая звезда (со спектральным классом, более ранним, чем H2) испускает достаточно ультрафиолетовых квантов для того, чтобы создать вокруг себя область ионизованного водорода H II. Внутри этой зоны, радиус которой для O-звезд может достигать десятков парсек, водород почти полностью ионизован (нейтральных атомов менее 1%). Здесь также ионизованы практически все другие элементы, кроме гелия, который образует ядро меньшего радиуса.

Граница зоны ионизации H II сравнительно узкая, степень ионизации падает от 1 до 10^{-2} на расстоянии, меньшем парсека. Именно поэтому области H II вокруг горячих звезд, если они граничат с темными облаками, наблюдаются как туманности с четко очерченными границами. Масса межзвездного водорода, которую может ионизовать одна горячая звезда, очень велика — до $10^4 M_{\odot}$, и больше.

В таких областях H II температура газа определяется нагреванием его при поглощении ультрафиолетового излучения звезд и охлаждением при излучении газа в спектральных линиях наиболее обильных элементов. Здесь можно использовать как теоретические оценки, так и наблюдательные данные, поскольку, с одной стороны, потери энергии на излучение можно непосредственно наблюдать в виде ярких линий, а с другой стороны, свойства поглощающей звезды более или менее известны. Результаты многочисленных исследований сводятся к тому, что температура газа в областях H II не очень существенно зависит от состояния движения газа в диапазоне 10^4 K. В зонах ионизованного водорода трудно получить низкую температуру и здесь маловероятна гравитационная конденсация, если только она не началась до появления горячей звезды.

Низкая температура в областях неионизованного водорода — областях H I. Первоначально предполагалось, что здесь газ греется при поглощении слабого суммарного ультрафиолетового излучения звезд. Однако примерно с 1967 г. стало ясным, что более существенную роль для нагрева газа в областях неионизованного водорода играют части-

цы очень мягких космических лучей и отчасти диффузное рентгеновское излучение (Пикельер, 1967). Кроме того, известную роль играет и нестационарный нагрев межзвездного газа при распространении в нем сильных ударных волн и ультрафиолетового излучения от вспышек сверхновых.

Теоретические расчеты температурного режима межзвездной среды оказываются не очень точными, поскольку ряд факторов остается неопределенным. Неизвестна концентрация субкосмических частиц, но совсем неясна роль молекул в охлаждении плотных облаков газа, нет достаточно точных данных о химическом составе, который к тому же может быть неоднородным. Наблюдательные определения температуры газа в зонах H I пока тоже недостаточно надежны. Однако в пределах необходимой нам точности оценить температуру областей H I можно.

Фазовые переходы в межзвездной среде и образование облаков. Самой важной особенностью газа H I является то, что в некоторых пределах интервала изменения плотности и давления этот газ оказывается термически неустойчивым и должен распадаться на две фазы (Пикельер, 1967; Фалд и др., 1969). Эта неустойчивость возникает из-за различной зависимости нагрева и охлаждения от плотности. В самом деле, если при некоторой плотности и давлении существует баланс нагрева и охлаждения и если при случайном сжатии тепловой баланс изменится на-ча разного изменения нагрева и охлаждения так, что давление газа уменьшится, то система начнет сжиматься. Подробные расчеты (см. Каппан и Пикельер, 1974) позволяют определить параметры устойчивого и неустойчивого состояний. Они различны при разных предположениях, но в среднем эти результаты суммированы в таблице, помещенной на стр. 258.

Если давление газа находится в пределах $3 \cdot 10^2 < nT < 1,5 \cdot 10^3 \text{ К см}^{-3}$, а плотность газа оказывается в пределах $0,2 < n < 1 \text{ см}^{-3}$, то здесь равновесие оказывается неустойчивым и такие условия по могут существовать. Поэтому в интервале давлений $300 < nT < 1500 \text{ К см}^{-3}$ среда распадается на межоблачную среду с температурой большей $7,5 \cdot 10^4 \text{ К}$ и плотностью меньшей $0,2 \text{ см}^{-3}$ и на облака с температурой меньшей 300°К и плотностью большей 1 см^{-3} .

² Под ред. С. В. Пика...

Давление nT в $^{\circ}\text{K см}$	Радиус сферической концентрации n в см^{-3}	Радиус сферической концентрации T в $^{\circ}\text{K}$	Характеристика среды
$nT \approx 3 \cdot 10^3$	$n \leq 10^{-2}$	$T \geq 12 \cdot 10^3$	Разреженная среда
$3 \cdot 10^3 < nT < 1,5 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^{-2} < n < 0,2$ $1 < n < 50$	$7,5 \cdot 10^3 < T < 12 \cdot 10^4$ $30 < T < 300$	Межоблачная среда
$1,5 \cdot 10^4 \leq nT$	$50 \leq n$	$T \leq 30$	Межзвездные облака Плотные облака

При малых давлениях ($nT < 3 \cdot 10^3 \text{ } ^{\circ}\text{K см}^{-3}$) равновесное состояние соответствует только очень разреженной среде. При высоком давлении ($nT > 1,5 \cdot 10^4 \text{ } ^{\circ}\text{K см}^{-3}$) в равновесии находятся только плотные облака, температура газа в которых может быть очень низкой. Если здесь есть молекулы SiH_4 , то температура может быть $\sim 4^{\circ}\text{K}$ при $nT \approx 4 \cdot 10^4 \text{ } ^{\circ}\text{K см}^{-3}$. Низко 3°K равновесная температура газа не может опускаться из-за нагревания равновесным реликтовым излучением.

Итак, при сжатии межзвездного газа выше давления $nT \approx 3 \cdot 10^3 \text{ } ^{\circ}\text{K см}^{-3}$ он распадается на систему, состоящую из межзвездных облаков и межоблачной среды. Как мы уже знаем, спиральная ударная волна, распространяющаяся в газопыльном диске галактики, сжимает межзвездный газ в $5-10$ раз, создавая здесь динамическое давление, равное $\rho v_{\text{ш}}^2$, где ρ — плотность газа между рукавами и $v_{\text{ш}}$ — нормальный компонент скорости втекающего газа относительно фронта. По приведенным выше оценкам имеем $\rho \approx 20 : 30 \text{ кмг/см}^3$. Плотность газа $\rho_1 \approx 10^{-25} \text{ г/см}^3$, что соответствует концентрации между рукавами $n \approx 0,2 \text{ см}^{-3}$. Отсюда динамическое давление $\sim (4 : 10) \cdot 10^{-13} \text{ дин/см}^2$ или $nT \approx (3 : 6) \cdot 10^3 \text{ } ^{\circ}\text{K см}^{-3}$. Эта величина, близкая критической плотности и давлению, почти весь газ должен перейти в фазу плотных облаков с низкой температурой. Однако газ сначала нагревается волной, и только потом охлаждается. Прочая такой релаксации довольно велика, более 10^6 лет, и, по-видимому, молное равновесное состояние не достигается.

В процессе сжатия газа в спиральной ударной волне он сначала переходит в состояние двухфазной системы. Даже если первоначальная среда была однородной, то

она распадается на отдельные сгущения и разреженную среду между ними. Если система уже состояла из облаков и межоблачной среды, то сначала уплотняются отдельные облака и среда, в соответствии с возрастшим давлением, а затем, если это давление выше критического, часть межоблачной среды переходит в фазу облаков. При расчете фазового перехода существенно поведенье плотности. Если сжатие связано только с уменьшением объема газа, то по мере сжатия газа в облака давление падает, и часть газа остается в разреженной фазе. Если же давление не изменяется (например, за фронтом волны), то по мере перехода в облака весь газ уплотняется при постоянном давлении, и за достаточное время он весь должен перейти в плотную фазу. Как уже говорилось, в спиральной ударной волне такой процесс, по-видимому, не успевает пройти до конца, так как условие постоянства давления осуществляется только в точном следе за фронтом ударной волны.

Подробнее процесс образования облаков при сжатии газа в ударной волне исследовался Шу и др. (1972; 1973), Гирманом и др. (1972). Так, в примере, рассчитанном Шу и др. (1973), предполагалось, что перед фронтом спиральной ударной волны около 60% массы газа находилось в форме облаков. После прохождения через этот фронт в облаках оказывалось уже 94% массы газа. Вакер и Гиркер (1974) выполнили машинные расчеты прохождения газа через волну плотности с целью выяснить, как изменение фазового состояния сжатого газа влияет на давление в ударной волне, а возмущение гравитационной поля волной плотности — на последующее движение газа. Они рассматривали сопоставленную задачу взаимодействия движущегося газа с $T = 7 \cdot 10^3 \text{ } ^{\circ}\text{K}$ с доплывающим полем гравитационного потенциала, порядка ожидаемого в спиральных волнах плотности. Совместный учет динамического и термодинамического поведения газа показал, что переход газа в плотную фазу при сжатии ударной волной разрежения, которые разрушают фронт ударной волны, не препятствуя, однако, сильному сжатию. Газ после сжатия теряет часть энергии движения и импульса, и может «застрять» вблизи волной плотности, т. е. нормальный компонент скорости сильно уменьшается. Образуется, по терминологии авторов,

«фронт аккреции», поверхностная плотность которого растет по мере прохождения новых порций газа через фронт волны, и может закончиться самогравитацией газа и звездообразованием. Подобный расчет может быть применен к движению газа через нерегулярные элементы спиральной структуры: фрагменты ветвей, перемайки между ветвями и др. В случае правильной двухрукавной спиральной структуры может оказаться важным учет регулярности встреч газа с волной плотности.

Полному превращению газа в плотную среду препятствуют силы Корнелиса, которые отклоняют движение газа в спиральных рукавах и выводит облака в междрукавное пространство. При таком отклонении растет нормальный компонент скорости и плотность падает.

После своего образования облака могут расти или, наоборот, испариться благодаря эффекту теплопроводности в пограничных слоях. Знач этого эффекта зависит от давления и проявляется в перемещении границы между облаком и межоблачной средой. Но движение границы происходит так медленно, что оно не может существенно изменить массу облака (Зельдович и Никельер, 1969). Более важным является эффект столкновений облаков, которые ведут и их слиянию в более крупные. Этот процесс был исследован Филдом и Саслау (1965) и Пенстоном и др. (1969). Время слияния облаков порядка 30 млн. лет. В результате образуется расширение масс облаков $(\dot{M}) \sim \dot{M}^{-3/2}$ и их средние скорости оказываются пропорциональными $\sim \dot{M}^{-1/2}$. Однако возникновение наблюдаемых массивных облаков вряд ли можно объяснить слиянием мелких, иначе дисперсия скоростей первых была бы меньше наблюдаемой (Закер и Баркер, 1974).

Вся облака сжатия в рукаве пересекается межзвездным газом за $10 \div 30$ млн. лет. Эта оценка может быть получена и без численного расчета сравнением нормального компонента относительной скорости газа с фронта и толщины плотного слоя, определяемой действием корнелисовых сил. Затем следует расширение газа, но это не ведет к немедленной обратитой трансформации облаков в разреженную среду. Они расширяются, но остаются облаками. Исчезновение облаков начнется только, если давление упадет ниже предела $nT \approx 2,5 \cdot 10^4 \text{ К см}^{-3}$. Оценки, проведенные Грахамом и Лангером (1973) по

показали, что испарение облаков при $nT \approx 30 \text{ К см}^{-3}$ может продолжаться за 10^7 лет только если их радиус очень мал, около 0,1 пк. Таким образом, процесс испарения может затянуться и облака сохраняются долго и в междрукавном пространстве.

Правда, есть причины, которые могут и ускорить процесс испарения облаков. Так, при столкновении температура облаков повышается, они расширяются и могут перейти через критическую точку, после чего превращаются в разреженный газ. Поэтому трудно сказать, какая доля облаков, образовавшихся в одном спиральном рукаве, сможет прожить до следующей спиральной ударной волны. Только наблюдения могут дать информацию о наличии облаков в междрукавном пространстве. Но здесь давление мало, облака разрежены, температура их относительно велика, так что оптическая толщина $\tau \sim T^{-1}$ мала, и наблюдать их в линиях 21 см трудно.

Ударная волна останавливает при сжатии движение межоблачного газа, но она не может остановить движение относительно плотных облаков, которые были в этой среде перед тем, как она подошла к фронту спиральной ударной волны. Эти облака только сжимаются, но не теряют своего момента. Их скорость изменится медленно и они не движутся вдоль спиральных ветвей, как разреженный газ. Движение таких облаков должно компенсировать движение звезд в спиральных волнах плотности (рис. 40).

Столкновение между направленным вдоль фронта потока сжатого межоблачного газа, идущего со скоростью v и вновь образованными облаками и старыми облаками, которые пересекают поток почти поперек, создают в потоке новые старые волны и новые сжатые области около старых волн. Этот вновь конденсирующий газ отмечает тонно таких облаков подпер рукава. Он сносится ими и образует следы или темные «перья», отделяющие от главных темных полос (Никельер, 1970). Существование таких «перьев» можно заметить на фотографиях спиральных галактик (Смит, 1970). Можно сказать, что темные «перья» указывают на существование волн перед спиральной ударной волной, т. е. в пространстве между рукавами.

Мы не рассматривали здесь роль магнитного поля. Наличие его несколько уменьшает сжатие газа в спиральной ударной волне и тем самым уменьшает число облаков, образовавшихся и пей.

§ 4. Образование газово-пылевых комплексов и формирование звезд

Спиральная ударная волна создает предварительное сжатие, переводит межзвездный газ в двухфазную систему, но этого еще недостаточно для формирования отдельных звезд. Необходимо дальнейшее сжатие и охлаждение, и здесь, как оказалось, большую роль играет космическая пыль и образование молекул.

Пыль и молекулы в межзвездном пространстве. В настоящее время имеется достаточно данных о пыли в межзвездном пространстве, о рассеянии ею света звезд (см., например, обзор Филда, 1974). Особенно информативными оказались наблюдения в ультрафиолетовой области спектра, выполненные на американской автоматической станции «Коперник». Было показано, что частицы космической пыли состоят из льда, силикатов графита и кремнивого карбида. В настоящее время предполагается, что зародыши частиц космической пыли, как и некоторые молекулы, формируются не в межзвездном пространстве, а в атмосферах холодных звезд гигантов, богатых тяжелыми элементами. Различный химический состав звезд (кислородные и углеродные) приводит к образованию зародышей разного состава — графитовых и силикатных (SiO_2). Одним из доказательств звездного происхождения космической пыли являются поляризационные данные, в частности, быстрые изменения поляризации, связанной с рассеянием на частицах, наблюдаемые у отдельных холодных звезд. После того как зародыши пылинок «выносятся» звездным ветром или давлением радиации в межзвездное пространство, они «обрастают» молекулами H_2O , NH_3 , CN и др. Эти молекулы намерзают на пылинках как иней, образуя ледяную шубу. Филд (1974) приводит ряд аргументов, свидетельствующих, что большая часть тяжелых элементов в межзвездном пространстве сосредоточена в частицах космической пыли. Это следует из наблюдений: количество тяжелых элементов

в газоподобном состоянии в межзвездном пространстве таковы, как и обычного обилия. Тогда как в молодых звездах, образовавшихся из той же среды, включающей пыль, их много.

На поверхности пылевых частиц происходит не только намерзание, но и интенсивное формирование межзвездных молекул и, в частности, наиболее обильной из них — молекулы H_2 . Хорошо известно, что в последние годы в межзвездном пространстве было обнаружено радиофизическими методами большое количество различных многоатомных молекул, в том числе и сложных молекул органического типа. Правда, большей частью эти молекулы являлись в направлении двух источников, названных Ori A и Sgr B. Здесь находится горячие молекулярные, «кружильные» мощной областью II II.

Изучение межзвездных молекул позволило сделать важный шаг, так возможность наблюдать один из этапов в образовании. Оно позволило обнаружить массивные плотные холодные облака, находящиеся в процессе гравитационного сжатия, и, по-видимому, являющиеся ранней стадией формирования звездных скоплений и ассоциаций. Такие облака слабо проявляют себя в линии I cm , так как почти весь водород в них перешел в молекулярную форму. Их трудно наблюдать по межзвездным линиям поглощения, так как пыль делает облака почти прозрачными в оптической области. Условии в этих облаках благоприятны только для излучения некоторых некулирных линий.

Молекулярные облака можно грубо разделить на две группы. Наиболее плотные небольшие холодные облака, и они близки, выглядят как темные туманности или чужды на более светлом фоне. Характерный размер около 1 pc , положение всегда превышает 10° , плотность — несколько тысяч частиц в 1 cm^3 , масса — 10^3 . Температура таких облаков, определяемая по вращению возбуждения некоторых молекул, очень низка, и до $6-8^\circ \text{K}$, т. е. приближается к температуре равновесия фона. В таких облаках наблюдаются линии молекул OH , H_2CO , SiO . Большинство молекул, имеющих длину в миллиметровом диапазоне, не наблюдается, так температура облака недостаточно, чтобы возбудить

с, и

Гораздо ярче и богаче спектр так называемых гигантских молекулярных облаков. Средний размер такого облака — около 10 лс, концентрация около $3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$, иногда доходящая до 10^3 см^{-3} , как, например, в центре комплекса Ориона, масса около $5 \cdot 10^4 M_{\odot}$. Температура облаков около 20°K . Молекулярный водород не дает излучения в радиобласти, в его ультрафиолетовые полосы поглощения трудно наблюдать из-за поглощения пылью. Поэтому его содержание и, следовательно, массы облаков, оценивают косвенными методами, считая, что химический состав облака и относительное содержание пыли мало отличаются от средних значений. Второе предположение связано с тем, что для образования пыли нужны O, C, N и другие элементы, отличные от H и He. В этих методах используется эмпирическое соотношение между поглощением света A_V и числом атомов водорода (в том числе и соединенных в молекулы) на луче зрения

$$\frac{N_H}{A_V} \approx 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}/\text{ав. вел.}$$

Соломон (1972) оценил содержание H_2 по наблюдаемому обилию молекул $C^{18}O$ (в $C^{18}O$ оптическая толщина велика, и число молекул плохо определяется), учитывая обилие C, его изотопный состав и предположив, что большая часть углерода связана в молекулы CO, и получая соотношение $N_{H_2} \geq 1,4 \cdot 10^4 A_V \text{ см}^{-2}$, позволяющее оценивать концентрацию H_2 в каждом направлении.

Молекулы распределены в облаках неравномерно. Почти по всему объему наблюдается молекула CO, которая медленно разрушается межзвездной ультрафиолетовой радиацией и излучение которой слабо зависит от физических условий. Большинство молекул сосредоточено в малой области вблизи центра облака, где и CO имеет максимум. По-видимому, это истинный центр, ядра конденсации.

Если сравнить параметры молекулярных облаков с критерием Джинсовой неустойчивости, то легко получить, что эти облака имеют отрицательную полную энергию, т. е. их масса больше критической, и они должны сжиматься. Такая гравитационная конденсация молекулярных облаков подтверждается спектроскопическими наблюдениями. Дело в том, что ширина радиальных облаков в несколько раз больше, чем при чисто тепловых дви-

жениях. Анализируя этот факт, Пенниас (1975) показал, что расширение связано именно со сжатием, а не с хаотическими турбулентными движениями внутри облака. Скорость сжатия — несколько км/сек, в согласии с тем, что следует ожидать при свободном падении. Время такого сжатия — несколько сотен тысяч лет.

Гравитационная конденсация молекулярных облаков. Образование массивных молекулярных облаков связано не с тепловой неустойчивостью, как образование обычных межзвездных облаков, а с гравитационными эффектами, хотя наличие обычных облаков существенно облегчает собирание газа в большие комплексы. Роль обычной Джинсовой неустойчивости в газовом диске не очень велика, так как толщина этого диска по сравнению со продольным отношением мала, и даже меньше дисковой волны неустойчивости. Правда, неустойчивость могла бы развиваться за счет движений в горизонтальных направлениях, вдоль плоскости диска. Но собиранию из большой области диска в большинстве галактик, по-видимому, препятствуют силы Корриолиса, если $\rho < \rho_{\text{crit}}$ (см. 7.17)]. Гравитационная конденсация существенно усиливается при сжатии газа в спиральной ударной волне.

Это сжатие в несколько раз уменьшает критическую массу и служит как бы триггерным механизмом, включающим конденсацию. Поскольку далеко не весь газ расходуется при конденсации на образование звезд, андедронование, по-видимому, повторяется несколько раз один и той же области при каждом проходе через нее раз спиральной рукав.

Гравитационная конденсация особенно эффективна в случае, если существенная часть газа находится в облаках, которые достаточно близки друг к другу и имеют не слишком большую дисперсию скоростей. Когда два последних условия не выполняются, существенную роль может играть неустойчивость в магнитном поле типа Гелен — Хой — Харвотт (1958) и подробнее Паркером (1965). В результате такой неустойчивости газ скапливается в магнитных «ямках», прогибая их дополнительно свихи. Собирание вещества в таких «ямках» существенно усиливается тем, что газ состоит из облаков, а не только из чистой разреженной фазы — горячий газ имеет боль-

ную шкалу высоты и не очень сильно концентрируется на шипах, если начальная глубина их сначала не превышает нескольких шарик.

Собирание облаков в магнитную «яму» должно происходить с больших расстояний. Действительно, средняя плотность молекулярных облаков раз в 100 больше, чем плотность за фронтом ударной волны, не говоря уже о газе вне ударной волны. При одномерном сжатии вдоль силовых линий газ должен собираться на области, раз в 100 большей, чем размер облака, или несколько меньше, так как облако сплющивается по высоте и, кроме того, горизонтальная толщина тоже уменьшается. Таким образом, газ может «стянуться» с расстояния около 100 не в обе стороны от облака. При скорости облаков порядка 5 км/сек это займет 20 млн. лет, т. е. примерно столько же, сколько занимает пересечение газом плотного слоя за фронтом. Правда, «яма» сохранится и после пересечения, так что сжатие продолжается. Сближению газа с такого большого расстояния должны мешать такие силы Корнотиса, и вообще относительный момент на этом расстоянии. Однако этот момент может гаситься магнитными силами, особенно за фронтом, где поле усилено при сжатии вместе с газом.

Существование таких магнитных «ям» в нашей Галактике было непосредственно показано Аппенцеллером (1971), который вывел форму магнитных силовых линий в окрестности скопления в Персее на наблюдаемый поляризации света звезд. Аналогичные магнитные «ямы» наблюдаются и в Орионе.

Образование звезд в таких «ямах», где газ удерживается магнитным полем, также подтверждается наблюдением скоростей движения молодых Т-ассоциаций. Возникнув на некотором расстоянии от плоскости Галактики, они обычно движутся «вниз», к плоскости (Артыкчия, 1970). Это естественно объясняется тем, что магнитное поле, удерживающее газ на некоторой высоте, не будет удерживать звезды, возникшие из газа. Тогда ассоциации пересекли плоскость Галактики и удаляются от нее, они уже не являются молодыми.

Обсуждение процесса сжатия межзвездного газа с учетом изменения магнитного поля при прохождении спиральной ударной волны, проведенное Мухомовым и др

(1974), показало, что здесь вполне возможна начальная конденсация и последующая фрагментация неустойчивых комплексов с массами до $10^6 M_{\odot}$.

Наконец, газ и пыли и магнитной «яме» приводит к тому, что образуется массивное облако-комплекс, непроницаемое для света, ультрафиолетового излучения, мягкого рентгена ($0.2 - 0.3 \text{ кэВ}$) (Шкельвер, 1970б). Эта непроницаемость приводит к нескольким эффектам, которые способствуют понижению температуры. Поглощение рентгена уменьшает нагрев газа. Поглощение ультрафиолета приводит к тому, что углерод становится нейтральным, а нейтральный атом С имеет низкорасположенный уровень, который легко возбуждается даже при низкой температуре, и это усиливает охлаждение. Ультрафиолет и межзвездное пространство разрушает молекулы H_2 и некоторые другие в очень порядки сотни лет. В непрозрачном комплексе они не разрушаются и потому накапливаются. Накопление молекул в холодном газе играет существенную роль в гравитационной конденсации среды: H_2 увеличивает молекулярный вес газа и, кроме того, «застывает» в своем состоянии, уменьшая его температуру. Напомним, что молекулы H_2 образуются на пылинках из атомов H. Наиболее эффективно образование H_2 происходит при температуре пылинки выше $20^\circ K$, и особенно эффективно около $12^\circ K$. При более высокой температуре атом отделяется от пылинки раньше, чем присоединяется другой атом, способный образовывать молекулу, а при более низкой температуре атомы не мигрируют по поверхности и не могут грубо идти себе «партизан». Температура пыли межзвездного пространства выше $12^\circ K$, поэтому образование молекул усиливается в более плотных и холодных частях комплексов. Охлаждение в комплексах приводит к такому излучению пыли, энергия которого поднимается неупругими столкновениями молекул с пылинками.

Из облака создается в магнитной «яме», то его сжатие способствует не только самогравитации, но и общему притяжению всего диска — газа и звезд. Вес верхних слоев сжимает нижние.

Газ собирается и постепенно охлаждается, поэтому сначала он еще не доходит до гравитационной неустойчивости. Появление температурных неоднородностей,

усиливающимся неравномерным проведением молекулы, может способствовать фрагментации, выходящей на общее прогрессирующее сжатие облака. Действительно, выше говорилось, что понижение температуры способствует образованию молекулы H_2 , а образование молекулы понижает температуру и, уменьшив число частиц, понижает давление. В результате газ сжимается давлением внешнего более горячего газа, плотность его увеличивается, и соответственно ускоряется сжатие. Размер конденсаций должен быть не слишком большим, чтобы оптическая толща их для света звезд, нагревающего пыль, была порядка единицы. В притягивании и сжатии пыли слишком холодной, и образование молекул водорода замедлится. Используя это, а также то, что водород переходит в H_2 быстрее, чем за время свободного падения, Редлиги (1975) получил, что при $T = 5^\circ K$ и при нормальном относительном содержании пыли масса конденсаций должна находиться в пределах от $6,3$ до $2 \cdot 10^3 M_\odot$. Звезды с массой меньше $6 M_\odot$ могут появиться в процессе фрагментации в ходе дальнейшего сжатия, либо под действием внешнего давления со стороны газа, нагретого уже образовавшимися звездами. Масса конденсаций, образующихся при описанной темновой неустойчивости облака, зависит от его плотности. Принимая распределение плотности в облаке плотностной, Редлиги получал функцию распределения масс звезд, близкую к наблюдаемой. Однако этот результат весьма предварительный, так как не учитывалось ни вращение, ни магнитное поле.

Плотные темные туманности часто имеют вид типичных «спиловых хоботов», внедренных в яркие области $H II$, или кометообразных туманностей. В «голове» этих хоботов и «комет» обычно находится нестационарная молодая звезда, например, типа Т Тельца. Очевидно, эти звезды возникли из газа, остатки которого образуют сейчас туманности. Пролетание кометообразных туманностей, по-видимому, связано с падением локальных уплотнений газового облака (глобул) к его центру массы, что обусловило их вытянутую форму (Дибби, 1971). Высокое давление горячего появивающегося газа сжимает холодный газ до плотности, в сотни раз большей плотности горячих туманности, что способствует его конденсации. Еще более

сильное сжатие холодных включений в туманности может дать действие звездного ветра (Пикельнер, 1968), который тормозится в туманности и дает разреженный газ очень высокой температуры и давления. Все же образование звезд в малых изолированных глобулах и «хоботах», внедренных в эмиссионные туманности, происходит, по-видимому, относительно редко и не имеет большого значения. Основным остается образование звезд в темных молекулярных облаках большой массы. Действительно, в них чаще связаны группировки молодых звезд.

Для исследования образования звезд большие включения имеют наибольший интерес. В компактных $H II$ областях, погруженных в газово-пылевые комплексы. Подробное исследование одного из типичных подобных образований, комплекса W3, было проведено Менгером и Вилком (1974; 1975). Здесь обнаружено много компактных (размером $10^{12} - 10^{18}$ см) областей $H II$. Они вместе с пылью образуют нечто вроде слоя, окружающего погруженную звезду.

Указанная компактная область $H II$ погружена в пылевое облако и образует систему «кокона». Внутри плотность пыли меньше и меньше размер частиц (вероятно, два: Смит, 1975). Эта система также наблюдательна в инфракрасный источник. Можно, по-видимому, считать, что такая «коконная» система представляет собой протозвезду, сближающуюся к главной последовательности. В ее центре уже образовалась плотное ядро, излучение которого и создает компактную зону $H II$. С этими объектами часто ассоциируются и малые источники OH типа. Замечено, что материал излучения исчезает, когда компактная зона $H II$ возрастает до $2 \cdot 10^{17}$ см (Хабиг в др., 1974).

Наиболее труден для наблюдений и потому хуже известен процесс сжатия газа в интервале между плотными компактных молекулярных облаков ($10^{20} - 10^{26}$ г/см³) и начальной плотностью протозвезды, необходимой для теплового излучения ($10^{-11} - 10^{-12}$ г/см³). Темновой баланс сжимающегося газового облака устанавливается очень быстро, температуры газа и пыли почти равны, и благодаря сильной зависимости энергии излучения пыли от ее температуры, температура газа в процессе сжатия остается низкой и мало меняется (Лерсов,

1973). Масса, соответствующая джиссовской неустойчивости, при этом падает, что способствует фрагментации массивных облаков.

Учет роли вращения и магнитных полей. Из-за дисперсии внутренних скоростей в массивных газовых облаках неизбежно появление момента вращения и у обособившихся конденсаций. Газ в темных туманностях, например, обладает дисперсией скоростей внутренних движений ~ 1 км/сек при диаметре 1 пс. Примерно такое же значение дисперсии скоростей, связанной с вращением, можно ожидать, если теплые туманности возникают при изотропном сжатии «нормальных» межзвездных облаков с плотностью 10^{-12} а/см³ и начальной угловой скоростью вращения порядка скорости вращения диска Галактики (10^{-15} сек⁻¹), так как при сохранении момента $\Omega \sim r^{-2} \sim r^{-3}$. Поэтому значительная часть дисперсии внутренних скоростей плотных облаков, по-видимому, связана с их вращением, причем тащим, которое может оказать большое влияние на сжатие газовых конденсаций внутри темных туманностей. Обнаружено вращение и у массивных комплексов газа, например, у туманности Орiona. Здесь можно обратить внимание на то, что эволюция сжимающегося облака с вращением сильно зависит от начальной скорости вращения. Первоначально однородное облако сжимается почти так же, как и в отсутствие вращения до некоторой плотности ρ_0 , при которой наступает ротационная неустойчивость. Величина угловой скорости ротационной неустойчивости Ω несколько больше, чем определенная по формуле (6.15), и ее значение зависит от формы облака. Для оценки можно воспользоваться формулой $\Omega \approx (4\pi G \rho_0)^{1/2}$. Учитывая, что при сжатии с сохранением момента вращения угловая скорость меняется как $\Omega \sim r^{-2}$, можно найти формулу, определяющую плотность газа облака в момент наступления ротационной неустойчивости

$$\rho_0 \approx \frac{(4\pi G)^3}{\Omega_0^4} \rho_0^4, \quad (7.19)$$

где ρ_0 и Ω_0 — начальная плотность и угловая скорость облака. Резкая зависимость от Ω_0 означает, что первыми образуются звезды, связанные с плотными фрагментами

с наименьшим вращением. Например, уменьшение начальной скорости вращения всего в три раза позволяет сжаться облаку до плотности, в 700 раз большей.

Дальнейшее сжатие возможно только с удалением избыточного момента вращения. Выходом из этой трудности может быть, например, предположение, что основная часть момента вращения переходит к орбитальному движению фрагментов (Ларсон, 1972).

Другим важным механизмом торможения вращения являются магнитные поля. Это металлам уже рассматривался в предыдущей главе. В условиях низкой температуры в газопылевых комплексах проводимость может быть существенно меньше. Поэтому само магнитное поле может диссипировать достаточно быстро и, вероятно, не препятствует сжатию, но может изменить форму сжимающихся облаков. Вообще мы еще далеки от понимания всех процессов, происходящих при сжатии облака до больших плотностей при наличии вращения и магнитных полей и поэтому еще преждевременно подробно обсуждать здесь эти вопросы (см., например, Панаев, 1973).

Звездообразование и спиральные рукава. Итак, сжатие газа в ударной волне спиральных ветвей приводит к образованию молекулярных облаков, которые затем сжимаются и фрагментируются. Такими фрагментами могут быть, возможно, плотные и холодные облака и глобулы. Дальнейшее сжатие газа приводит к образованию скоплений со звездами всех масс, в том числе больших. Образование O звезд происходит сначала внутри плотных темных фрагментов. Звезды поглощают центральную часть густка, образуя «коконы», окруженные плотной непрозрачной оболочкой — остатком первичного густка. Затем оболочка поглощается полностью в рассеивается, звезда продолжает окружающий менее плотный газ. Давление горячего газа расталкивает оставшийся неинициализированный газ, звездообразование в данной области прекращается.

Время эволюции O -звезд меньше, чем время прохождения пестехта через спиральный рукав. Это приводит к тому, что эти звезды и образованные ими компактные зоны II II находятся вблизи фронта ударной волны. Еще ближе к фронту волны наблюдается усиление синхротронного излучения. Расстояние между обонии фронтами

соответствует времени движения вещества порядка $6 \cdot 10^8$ лет, что, по-видимому, есть время конденсации и фрагментации на отдельные звезды (Мэтьюсон и др., 1972).

Во многих галактиках ударная волна в виде темной полосы, охватывающей спиральный рукав, имеет значительную протяженность, тогда как области H II и другие признаки звездообразования присутствуют только частями, причем обычно средней (Линдсе, 1972). Это значит, что волна не всегда вызывает эффективное звездообразование — во внутренней и в самой внешней частях галактики звезд за фронтом волны образуется мало. Это связано, вероятно, с тем, что во внутренней части галактик удельный вращательный момент газа относительно ветки вращения близок к твердотельному, и силы Корнго-леса мешают конденсации. А во внешних частях мала плотность газа и, по-видимому, толщина слоя больше, чем толщина фронта ударной волны, так что последней недостаточно для разгнания неустойчивости. Кроме того, и амплитуда волны во внешних частях меньше (Никельмер, 1972).

Испрогно выталкивание газа из зон его аккумуляции позволяет магнитным «ямы» сохраняться в течение нескольких оборотов и прохождение спиральных ударных волн. Поэтому образование звезд в одном и том же месте повторяется несколько раз. Это, в частности, отражается на дискретности дисперсий скоростей звезд разного типа (Коплан и Шандевя, 1975).

Массы скопления вещества в газово-пылевых комплексах сейчас меньше, чем были раньше. Поэтому и настоящее время процесс звездообразования происходит относительно медленно, в среднем в звезды превращаются за год несколько солнечных масс газа. Поскольку общая масса звезд Галактики больше $10^{11} M_{\odot}$, в прошлом процесс звездообразования должен был быть более быстрым. Согласно Тиселли (1974) темпы звездообразования должны меняться (исходя из границей теоретической модели с наблюдениями) приблизительно как

$$\exp(-t/5 \cdot 10^8 \text{ лет}).$$

Еще медленнее спадает процесс звездообразования в регулярных галактиках, где нет спиральных ветвей, поэтому там сохранилось много газа.

§ 5. Особенности звездообразования в галактиках различных типов

Исходя из характеристик галактик, претерпевающие эволюцию (светимость, звездный состав, химический состав, внешний вид и др.), в первую очередь определяются историей звездообразования и интенсивностью процесса рождения звезд в настоящее время. Судя по количеству газа и молодого населения в галактиках, в современную эпоху темпы звездообразования в абсолютном большинстве из них невелики по сравнению со средними за всю их историю. Предположим для простоты, что скорость образования звезд инчалась по закону $e^{-\beta t}$, где t — время, истекшее от начала звездообразования, и что начальная функция распределения масс образующихся звезд равна $\chi(M) = M^{-(1+\alpha)}$, где $1 + \alpha \approx 2.3$, как для нашей Галактики. Тогда можно рассчитать эволюцию цвета или светимости галактики со временем, исходя из известных эволюционных треков на диаграмме цвет—светимость для звезд различных масс. На рис. 41, взятом из работы Кэпелли и др. (1972), показаны положения галактик на цветной диаграмме в зависимости от величины β . По этим отклонениям значения показателей цвета галактик $M - V$ и $U - B$, характеризующих цвет галактики в видимой и фиолетовой областях спектра. Прерывистая линия — положение на диаграмме нормальных звезд главной последовательности. Возраст галактик считался одинаковым и принимался равным 10^{10} лет. Это допустимо, поскольку цвет старых звезд мало меняется с возрастом. Последовательность точек на диаграмме, соответствующих различным значениям β , хорошо согласуется с положением на ней наблюдаемых спиральных галактик. Цвет $M - V$ активнее неправильного типа лучше всего согласуется с расчетами эволюции для несколько иной начальной функции масс ($1 + \alpha \approx 2.2$), но величина β и для них должна меняться в широких пределах. Сходство функций масс звезд в галактиках (по крайней мере в дисках) с совершенно различными темпами, а следовательно, и условиями звездообразования, говорит о едином механизме возникновения звезд в галактиках. Но что касается условий и интенсивности этого процесса, то они меняются в широких пределах даже для отдельно взятой

галактики Кратко суммируем наши представления об особенностях звездообразования в галактиках различных типов.

Эллиптические галактики. Образование звезд в них практически не происходит, так как в них почти полностью отсутствуют газ. Возможные причины этого рассматривались выше, в главе VI. Однако очень незначительные следы звездообразования могут сохраниться и в таких галактиках. В первую очередь их надо искать вблизи центра галактик, где во многих случаях наблюдаются эмиссионные линии горячего газа. В центральных областях близких к нам крупномасштабных эллиптических галактик NGC 205 и NGC 186 заметно присутствует небольшое количество пыли (следовательно, должен быть и газ) и даже местами сжатый газ, образующий в спиральных рукавах (Берг, 1972). В таких случаях в эллиптических галактиках наблюдаются очаги звездообразования. Например, в центре NGC 5253 обнаружен обширный комплекс областей II типа 30 Золотой Рыбы в Большом Магеллановом Облаке (Ветц, 1971). Радиогалактика Центавр А (NGC 5128), почти сферической формы, содержит большое количество темной материи, слой которой пересекает галактику по экватору. Обнаружены и связанные с этим глобем глобальные области, говорящие о звездообразовании (ван ден Берг, 1972). По ван ден Бергу, существу-

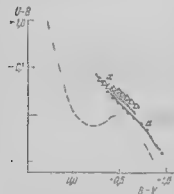


Рис. 41. Двухосевая диаграмма для галактик (по работе Ситнича и др., 1973). Сплошная линия — теоретическое вычисленное соотношение для звездных систем с возрастом $\sim 10^9$ лет. Вдоль кривой для пыли уменьшаются темпы звездообразования (параметр β). Уменьшился значение β — темпы звездообразования уменьшаются, а в звездной системе начальной функции массы звезд. Точки и треугольники — наблюдаемые значения для галактик Sc- и E-типа (по Лоуэру, 1974). Прямая линия — показатели цвета звезд главной последовательности.

силь между звездообразованием в центральной области галактики и активностью ядра. Физически это может быть связано с тем, что и для первого, и для второго требуется накопление газа в ядре галактики.

Дисконные галактики (SD). Напомним, что эти галактики обладают звездным диском, но лишены спиральных ветвей и очагов звездообразования. Долгое время считалось, что причиной этого является отсутствие газа. Однако следы пыли в SD-галактиках часто обнаруживаются на фотографиях. Наконец, было показано, что в этих галактиках присутствует и газ, хотя он составляет большинство случаев менее 1—2% по массе. Следовательно, причина отлучки SD-галактик от спиральных — не только низкое содержание газа, а, по-видимому, отсутствие воли плотности для очень небольшой степени сжатия газа в них, недостаточной для появления массивных спиральных облаков. Пока трудно сказать, следствием чего это является. Существует целый ряд причин, способных препятствовать образованию звезд в системах, не очень богатых газом. Например, звездообразование может прекратиться из-за высокой плотности космических лучей, препятствующих появлению плотных холодных облаков звездного газа (Пикеслер, 1967), из-за высокой плотности оставшегося газа, из-за большой дисперсии скоростей звезд диска, значительно превышающей Δv в уравнении (7.9), при которой затруднено распространение волн плотности (Туур, 1974). О существовании воли плотности в звездном диске SD-галактик пока неизвестно.

Спиральные галактики. О звездообразовании спиральных галактик и прежде всего в нашей Галактике, уже много говорилось в настоящей главе. Разумеется, подчеркнем, что наличие спиральных ветвей способствует сжатию газа, тем самым ускоряя его конденсацию. Характеристики спиральных ветвей и интенсивности звездообразования в них зависят от степени сжатия газа, входящего через спиральную ветвь, и определяются в первую очередь скоростью и градиентом скорости вращения диска галактики. Форма спиральных ветвей и области их распространения, рассчитанные на основе представлений о волнах плотности в галактиках с известным распределением массы, в общих чертах согласуются с наблюдениями. Тем же можно сказать и о предсказываемых

волновой теорией систематических отклонений скоростей движения газа в галактиках от круговых.

На рис. 42, взятом из работы Роберте и др. (1974), показана зависимость внешней кривой спиральных ветвей, характеризуемого так называемыми классами светимости

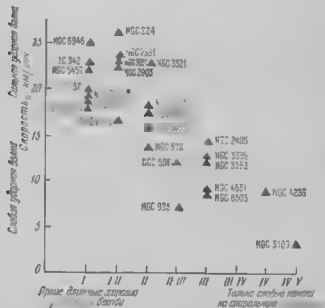


Рис. 42. Диаграмма, показывающая существование корреляции между ожидаемой силой упругой волны в спиральных ветвях и характеристиками спиральной структуры галактик (по работе Роберте и др., 1974). По вертикальной оси — внешняя кривая скорости газа, ожидаемая в кинематично, перпендикулярном к спиральной ветви. По горизонтальной оси — класс светимости галактик по классу Бергу (чем выше класс светимости, тем меньше нрм и четче выражена спиральная структура галактики). На диаграмме указаны номера галактик по NGC.

по ван ден Бергу, от ожидаемой скорости газа в направлении, перпендикулярном к фронту волны. Чем левее на диаграмме расположена галактика (меньше класс светимости, т. е. выше сама светимость), тем более яркую и четко выраженную спиральную структуру она имеет.

На рисунки видно, что это происходит преимущественно в тех случаях, когда газ галактики с большой скоростью движется со спиральной ветвью. Степень его сжатия в этом случае должна быть особенно велика.

Следует помнить, что наблюдаемый узор спиральных ветвей в галактиках бывает очень сложен, несимметричен. Яркости и рисунку, и теории спиральных ветвей, исходя из идеализированных моделей галактик, может объяснить лишь наиболее общие структурные особенности спиралей. Реальная картина ветвей обычно бывает намного сложнее. В галактиках могут присутствовать и многочисленные сегменты спиралей, появление которых связано с волновыми процессами. Это могут быть отдельные неоднородности, возникающие в гравитирующем диске и растянутые в сегменты дифференциальным вращением галактики (Линдлен-Белл, 1965). Крупномасштабная трехмерная картина распределения магнитного поля в галактике также может влиять на степень сжатия газа, плотность космических лучей и звездообразование. Линдлен и ряд работ (например, Линдлен, 1974) архивировали идею о спиральных ветвях как о волновых образованиях, связанных с конфигурацией магнитного поля в галактике, однако теоретическое обоснование такой идеи пока еще недостаточно, и она не рассматривается в настоящей книге.

Об интенсивности звездообразовательного процесса в спиральных галактиках можно судить по их цвету: чем яркнее происходит образование звезд, тем больше присутствует голубых звезд высокой светимости и тем голубее цвет галактики (показатель цвета $B - V$ меньше). Азбуку величин $B - V$ и отнесенной массы водорода существует четко выраженной зависимости (Дит, Ленкс, 1975). Это говорит о том, что определяющим фактором в звездообразовании является общее количество газа в галактике. Неоднократно делались попытки установить зависимость между поверхностной плотностью водорода σ_H в данном месте галактики и числом наблюдаемых молодых объектов (звезд высокой светимости, ассоциаций, областей H II). В некоторых случаях такая зависимость действительно имеется. Так, в галактике Андромеды число ассоциаций в областях H II на единичной площади в среднем пропорционально σ_H^2 (Джерсон,

1974). Аппаратный закон связывает σ_H и плотности звезд очень большой светимости и неправильной галактики Малое Магелланово Облако (Сандруски, 1969), хотя с уменьшением светимости рассматриваемых звезд зависимость их числа от σ_H становится скорее линейной, чем квадратичной (Хиндман, 1966). Однако σ_H не является единственным фактором, определяющим число молодых объектов, о чем говорит, например, несоответствие максимумов в распределении поверхностной плотности σ_H и областей H II для ряда галактик, включая нашу. Это может быть связано с изменением силы ударной волны (степени сжатия газа) вдоль спиральных ветвей из-за различной относительной скорости волны и газа (Роберте 1969). Другой пример — отсутствие заметных очагов звездообразования в линзовидных галактиках, иногда содержащих газ, о чем уже говорилось выше.

Отдельные очаги звездообразования могут наблюдаться и вблизи ядер спиральных галактик. Там часто присутствуют темные области, голубые участки (так называемые «горячие пылин»), свидетельствующие о присутствии молодых звезд. Области звездообразования вблизи центра могут быть изолированы от спиральных ветвей галактик. В некоторых случаях они образуют как бы самостоятельную миниатюрную систему спиральных ветвей (Воронцов-Вельяминов, 1972). Причина появления изолированных областей звездообразования в центре спиральных галактик, возможно, связана с инкогерентным таям межзвездного газа, потерявшего свой угловой момент или выброшенного звездами с низким моментом орбитального движения (Шкловский, 1972). В нашей Галактике в радионаблюдениях также обнаружено присутствие массивных областей H II вблизи ядра.

Неправильные галактики. Большинство наблюдаемых неправильных галактик — системы сравнительно невысокой массы, богатые газом и молодыми звездами. В некоторых случаях (в так называемых неправильных галактиках типа II) присутствует большое количество поглощающей свет пыли. Несмотря на интенсивное звездообразование в настоящее время, газ в этих галактиках в целом расходовался было медленными темпами, чем в спиральных. В неправильных галактиках не наблюдаются волны плотности, которые синхронизируют

бы и упорядочивают звездообразование в галактике. Отдельные очаги звездообразования, как правило, беспорядочно разбросаны по диску галактики.

Статистика видимых сжатий неправильных галактик говорит о том, что их средняя сжатенность существенно меньше, чем у дисков спиральных галактик. Поэтому плотность звезд в них сравнительно мала. В то же время дисперсия скоростей облаков межзвездного газа в галактиках не зависит от их типа (Хейдман и др., 1972; Дил, Дэвис, 1975). Следовательно, в неправильных галактиках газ может образовывать очень толстый слой, и большая поверхностная плотность газа в этих галактиках еще не говорит о большой плотности газа. Например, в Малом Магеллановом Облаке, где по вложенным оценкам, на долю газа приходится около трети полной массы галактики, плотность газа в плоскости галактики лишь немногим превышает плотность в спиральных ветвях нашей Галактики (Засов, 1974).

Измененное темпов звездообразования в неправильных галактиках со временем, по-видимому, нельзя представить монотонной зависимостью. Ходж (1973), рассмотрев распределение по возрасту более чем 500 скоплений Малого Магелланова Облака, пришел к выводу о группировке скоплений «в пространстве и времени». В галактике происходит как бы отдельные «вспышки» образования скоплений, охватывающие области протяженностью от 1,5 кпс, продолжительность которых составляет около миллиона лет. Появление каждой такой области звездообразования может являться результатом роста отдельных неустойчивостей в газозвездном диске галактики. В галактиках небольших размеров несинхронный характер звездообразования может быть особенно резко выражен. Существующие темпы расхода газа на звездообразование в большинстве галактик таковы, что его хватит на многие миллиарды лет. Но рано или поздно звездообразование прекратится, исчезнут спиральные ветви. Видимая галактика как звездная система, однако, будет продолжаться.

ГЛАВА VIII

ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД И НУКЛЕОСИНТЕЗ

В предыдущих главах рассматривалась проблема формирования звезд из межзвездной среды. Как уже много раз подчеркивалось, этот процесс существенно зависит от многих условий, в том числе и от начального химического состава вещества. В этой главе мы проследим за дальнейшей эволюцией звезд. Внешнее воздействие почти не оказывает влияния на развитие уже сформировавшихся звезд и поэтому их эволюцию можно рассматривать независимо от того окружения или звездной системы, в которой звезда находится. Правда, имеется очень важное исключение из этого правила — эволюция тесных двойных звезд, которую мы тоже здесь рассмотрим.

Эволюция звезды зависит только от начальных условий — массы, химического состава и отдачи излучения. Массу определяют условиями формирования газового облака (этот вопрос рассматривался в предыдущих главах), химический состав зависит от начального момента формирования звезды.

Звезды первого поколения образовались из первичного вещества, химический состав которого определяется космологической эволюцией горячей Вселенной (см. главу II). По-видимому, оно состояло в основном из водорода, содержало около 10% гелия (по числу частиц), немного лития и совершенно ничтожную примесь других элементов. Начальный состав вещества, из которого образовывались звезды следующих поколений, уже существенно богаче тяжелыми элементами. Очевидно, что это различие, важное для проблемы формирования звезд, влияет на ход их дальнейшей эволюции. Поэтому в теории эволюции звезд всегда рассматривались случаи разных начальных химических составов.

Теория эволюции звезд позволяет рассчитать структуру звезды, построить зависимости изменения параметров звезды от времени, исследовать энергетику звезд. Но здесь важно и другое. Звезды — это, по существу термоядерные реакторы. В них происходит преобразование одних элементов в другие, сопровождаемое выделением большого количества энергии. Эволюция звезд самым тесным образом связана именно с последовательностью включения термоядерных реакций разного типа и соответствующим обогащением их вещества более тяжелыми элементами.

В процессе эволюции звезда теряет свою массу как естественным образом, путем истечения вещества с ее поверхности (звездный ветер), так и в виде быстрых сбросов оболочек (повые) или даже взрывов основной массы звезды (сверхновые). Выброшенное вещество пополняет межзвездную среду, обогащая ее тяжелыми элементами, образовавшимися в звездах. Потери массы в процессе эволюции звезд поэтому существенны для картины эволюции всей Вселенной, поскольку таким путем происходит изменение химического состава всего вещества и именно благодаря этому возникающие поздние звезды имеют другой начальный химический состав.

Эволюция звезд, по-видимому, не приводит к полному сбросу ее массы. Образующийся после завершения взрывных процессов и ядерных реакций остаток звезды (ядро), может быть, и не намного меньше начальной массы звезды, превращается в белый карлик, нейтронную звезду или черную дыру, в зависимости от массы этого остатка. Дальнейшей эволюции химических элементов здесь уже нет.

В настоящей главе мы дадим качественное описание картины эволюции звезд, обратив особое внимание на образование элементов (нуклеогенезис) в процессе этой эволюции. Качественная картина эволюции звезд сейчас важна в ее основных деталях. Разумеется, получены и многочисленные количественные данные. Например, было построено много эволюционных треков для звезд разных массы на диаграмме Герцшпрунга-Рассела. Эти треки имеют различные петли, описывающие последовательные сжатия и расширения звезд. Положения этих петель определены еще неуверенно, да и сама сложная картина подобных эволюционных треков может вызвать некоторые

смыслил, но общее направление эволюции звезд и, в частности, перечисления звезд по диаграмме Герцшпрунга — Рассела качественно определено более или менее надежно.

§ 1. Эволюция звезд главной последовательности

Большую часть своей жизни при активном нуклеосинтезе звезды проводят на главной последовательности. Здесь происходит реакция превращения водорода в гелий. Поэтому начнем с описания этих реакций.

Термоядерные реакции главной последовательности. При относительно низких температурах ($T \leq 18 \cdot 10^8 \text{ K}$) наиболее эффективны реакции протон-протонной последовательности, в которой из четырех протонов H^1 образуется ядро He^4 . Этот процесс может происходить несколькими различными разветвлениями в зависимости от температуры и начального обилия изотопа гелия He^3 . Последовательности этих реакций приведены в таблице. Видно, что здесь образуются также промежуточные ядра (иногда тут же быстро распадающиеся), изотопы водорода $\text{D} = \text{H}^2$, гелий He^3 , литий Li^7 , бериллий Be^8 , бора B^8 .

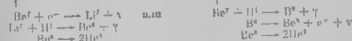
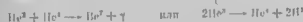
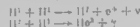
Заметим, что изотопы водорода $\text{T} = \text{H}^3$, литий Li^6 , бериллий Be^9 , бора B^9 и B^{10} не образуются в ядерных реакциях в звездах, они могут здесь только разрушаться. В принципе, зная точное значение начального состава вещества и зависимость его физического состояния от времени, можно было бы рассчитать последовательную эволюцию химического состава всех легких элементов.

К сожалению, данных еще недостаточно и поэтому пока не совсем ясно, какие из возможных разветвлений последовательности ядерных реакций реализуется. В частности, с этим связаны и известная трудность в интерпретации отрицательного результата нейтринного эксперимента Дэвиса. Согласно последним данным число нейтрино, образующихся в реакции $\text{p} + \text{p} \rightarrow \text{He}^4 + \text{e}^+ + \nu$, в несколько раз меньше, чем следовало бы из той последовательности ядерных реакций, которая протекает на Солнце при определенных расчетным путем температура и плотности вещества в недрах Солнца. Предложены некоторые гипотезы для преодоления этой трудности, но уверенность в них пока нет.

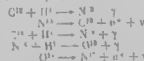
При более высоких температурах ($T \geq 18 \cdot 10^8 \text{ K}$) в процессе синтеза гелия из водорода принимают участие и более тяжелые элементы. Реакции этого типа происходят тем скорее, если в веществе уже существует изотоп углерода C^{12} . В цепи реакций, в которых четыре протона

Таблица реакций образования гелия в звездах

1. Протон-протонная последовательность



2. Углеродно-азотно-кислородный цикл



превращаются в ядро гелия, кроме C^{12} участвуют также изотоп углерода C^{13} , изотопы азота N^{13} , N^{14} и N^{15} , изотоп кислорода O^{15} , O^{16} и O^{17} , изотоп фтора F^{17} . Поэтому данная последовательность реакции называется углеродно-азотно-кислородным (или просто углеродным) циклом, к которому также приведен в таблице. Эффективные сечения реакций этого типа известны лучше и поэтому здесь можно увереннее оценивать образующийся химический состав. При температурах $T \geq 16 \cdot 10^8 \text{ K}$ наиболее обильным оказывается N^{14} , т. е. почти вся начальная концентрация

углерода и азота переходит в этот изотоп азота.

В конце превращения водорода в гелий возможных химических и изотопный состав элементов этой группы: N^{14} ($\sim 95\%$); C^{12} ($\sim 4\%$); C^{13} ($\sim 1\%$). При очень высоких температурах эти отношения меняются (см. ниже). После установления такого равновесного состава происходит только превращение водорода в гелий, а остальные элементы играют лишь роль катализаторов.

Оценка доли водорода, превращающегося в гелий, зависит от структуры звезды и характера ее эволюции. Этот вопрос мы также рассмотрим ниже.

Все реакции превращения водорода в гелий очень сильно зависят от температуры. В настоящее время имеются аппроксимационные формулы и табличные данные, позволяющие подсчитать скорость реакции, и следовательно, и выход энергии в зависимости от плотности вещества, его температуры T и химического состава. В грубом приближении скорость реакции, определяющая выход энергии (на единицу массы), описывается степенной формулой:

$$\epsilon \sim \rho^m T^n, \quad (8.1)$$

где показатели m и n подбираются с помощью аппроксимации более точных, но сложных соотношений. Для водородных реакций $m=1$, а показатель $n \approx 4+6$ для реакций протон-протонного цикла и $n \approx 16+20$ для реакций углеродного цикла.

Перенос энергии в звездах. Энергия, освобождающаяся в процессе термоядерных реакций, должна отводиться на недр звезд наружу, поэтому процесс теплоотвода играет важнейшую роль в определении структуры и эволюции звезд. В большей части главной последовательности (кроме очень малых масс $M \leq 0.25 M_\odot$) внутри всегда имеются слои, где энергия переносится излучением и слои с конвективным переносом энергии. Звезды малых масс целиком конвективны.

Структура звезды определяется балансом работы механизмов выделения энергии и механизмов ее отвода. Поэтому расчет структуры звезды представляет достаточно сложную взаимосвязанную задачу. Правда, она несколько упрощается в силу следующих причин.

Лучистый перенос энергии накладывает некоторые ограничения на возможные значения параметров звезды. До-

о здесь в том, что «пропускала» способность слоев с лучистым переносом энергии определяется только физическими условиями внутри этого слоя. При данном потоке энергии фиксируется градиент температуры и других параметров, а следовательно, и структура звезды, и наоборот. Это приводит к появлению почти однозначного соответствия между массой и светимостью звезд главной последовательности, которое почти не зависит от характера термоядерных реакций.

Соотношение масса — светимость можно записать в виде простой формулы

$$L \sim M^\alpha, \quad (8.2)$$

где показатель α несколько меняется с массой. Для больших масс ($M > 7 M_\odot$), где большую роль в переносе энергии играет томсоновское рассеяние, $\alpha \approx 3$. В области очень малых масс (почти все компактные звезды $M < 0.4 M_\odot$) в типича $\alpha \approx 1.7$. Наибольшее значение показатель α у звезд с массой порядка массы Солнца, где теоретически получается $\alpha \approx 4.75$, а наблюдения дают несколько меньшее значение, $\alpha \approx 4$.

Лучистый перенос энергии характеризуется коэффициентом непрозрачности κ , который зависит от плотности ρ , температуры T и химического состава. Для надежного расчета звездных моделей необходимы точные табличные значения κ . Характер поведения этой величины довольно сложен и, кроме того, существенно зависит от протекания химического состава. Существующая неопределенность в значениях κ заметно сказывается на точности расчетов эволюции звезд.

Лучистый перенос энергии сменяется конвективным в двух случаях.

Во-первых, в области, где коэффициент непрозрачности очень велик, лучистый перенос не может «пропустить» необходимую величину потока энергии. Такая ситуация возникает в зонах успешной ионизации водорода и гелия. При температурах и плотностях, соответствующих этой зоне, средняя энергия квантов близка к энергии отрыва электронов от этих наиболее обильных элементов и поэтому свет здесь наиболее эффективно и поглощается и ионизацией атомов. По делу не только свет. В области ионизации водорода и гелия существу-

не уменьшается показатель адiabаты γ , поскольку значительная часть тепловой энергии переходит в энергию ионизации. Поэтому для повышения конвекции достаточно сравнительно небольшой градиент температуры. Совместное действие двух условий (большое значение коэффициента непрозрачности и малое значение показателя адиабаты) и обеспечивает повышение конвекции в зонах ионизации водорода и гелия. У холодных звезд зоны ионизации H и He находятся на некоторых глубинах относительно поверхности звезды и поэтому здесь в приповерхностных слоях энергии переносится конвекцией (внешняя конвективная адиабта). У горячих звезд (с поверхностной температурой $T \approx 8-10$ тыс. градусов) водород и гелий ионизованы уже на поверхности, и здесь лучистый поток может вывести энергию вплоть до самой поверхности.

Второй причиной возникновения конвекции в звездах является такая зависимость коэффициента выхода энергии термоядерных реакций от температуры. Чтобы пояснить существо дела, напомним, что поток энергии пропорционален градиенту температуры, деленному на величину коэффициента непрозрачности. Величина коэффициента непрозрачности не может быть меньше некоторого значения, определенного томоэлектрическим рассеянием. Поэтому большое значение потока требует и большого градиента температуры. В центральных частях звезд величина потока энергии очень велика (из-за уменьшения непрозрачности, через которую проходит этот поток в непосредственной окрестности центра). Поэтому лучистый перенос имел бы место лишь при большом градиенте температуры в этой области. Но при этом резко возрастал бы выход энергии с глубиной, благодаря сильной зависимости от T согласно (8.1), особенно, если показатель не мал. Это приводит к неустойчивости и образованию конвективного ядра. Градиент температуры сглаживается и выход энергии определяется условиями теплопроводности.

Расчет показывает, что образование конвективных ядер начинается при ионизации углеродного цикла ($n \approx 10-20$), т. е. у звезд с относительно большой массой. В звездах с протонным циклом конвективных ядер нет.

Для анализа эволюции звезд роль конвекции важна не только с точки зрения переноса ею энергии внутри звезд

дел. Дело в том, что в конвективных зонах и ядрах достаточно интенсивные конвективные движения перемещают вещество. Поэтому, например, по мере превращения водорода в гелий содержание водорода одинаково уменьшается по всему конвективному ядру. В области лучистого переноса энергии существенного перемешивания, т. е. в ядре, нет, и в звездах относительно малой массы ($M \approx 0.8 M_{\odot}$, ≈ 0.25) водород выгорает сначала только в небольшой области вблизи центра.

Расчет эволюции звезд, выполненный в предположении отсутствия перемешивания, показывает лучшие согласия с данными наблюдений, чем подобный же расчет, но основанный на предположении о полном перемешивании. Именно поэтому сейчас принято считать, что перемешивание звездного вещества и, следовательно, выравнивание химического состава происходит только в области конвективных ядер и зон.

Вопрос о перемешивании в недрах звезд связан с трикотическим результатом нейтринного эксперимента Г. С. О. Одно из решений этой трудности предполагает, что в центральных частях Солнца периодически, примерно раз в 50 лет, происходит быстро перемешивание вещества, увеличивающее содержание водорода в ядре звезды и тем самым понижающее его температуру. В результате реакции, приводящие к образованию нейтрин, сильно замедляются. Для объяснения наблюдаемого эффекта необходимо не постоянное перемешивание, а периодически повторяющиеся реакции обогащения ядра водородом и соответствующие быстрые понижения температуры. Расчет эволюции звезд на главной последовательности.

Четыре эволюции звезд в пределах главной последовательности обычно начинают с предположения, что сжигался протозвезда с заданным химическим составом и титом состояния, при котором выделение энергии при термоядерных реакциях оказывается сравнимым с энергией гравитационной энергии. Быстрый рост мощности генерации энергии с увеличением температуры приводит к тому, что у звезд с массой, большей одной массы Солнца, здесь сразу возникает конвективное ядро. Размер ядра и доля массы, сосредоточенной в нем, зависят от начальной массы звезды, если пренебречь влиянием магнитных полей.

У таких звезд ($M > 1 M_{\odot}$) основным источником энергии является углеродный цикл. На первом этапе горения водорода происходит замещение водородного и химического состава углеродом и азотом — соответственно со сжатым ионы образуются равновесное распределение, в котором значительная часть C^{12} превратилась в N^{14} . Время достижения такого состояния — порядка нескольких десятков миллионов лет у звезд умеренных масс ($M \sim 1,5 \div 3 M_{\odot}$) и много короче у звезд больших масс.

Затем начинается выгорание водорода в конвективном ядре, которое занимает значительно больше времени. По мере уменьшения содержания водорода во всем конвективном ядре происходит следующее. Для того чтобы сохранить мощность излучения на уровне, требуемом соотношением массы — светимости, температура и плотность в центре звезды несколько повышаются (температура — на $10 \div 15\%$, плотность — на $15 \div 20\%$). Конвективное ядро сильно сжимается и даже уменьшается по своей массе. При уменьшении содержания водорода от $60 \div 70\%$ по массе до $3 \div 5\%$ масса конвективного ядра уменьшается в 2—3 раза. Радиус в светимости звезды по мере сжатия ядра растет и она передвигается по диаграмме Герцшпрунга — Рассела, вверх и вправо, оставаясь пока в пределах главной последовательности.

Звезда остается на главной последовательности до тех пор, пока сжатие не приводит к ее выгоранию. За это время уходит от $\sim 5\%$ и соответственно содержание гелия не выростет до 90% и больше. Масса этого гелиевого ядра различна у звезд разных масс и несколько зависит от начального содержания водорода. У массивных звезд масса гелиевого ядра порядка $0,4 \div 0,6 M_{\odot}$. По мере выгорания водорода конвекция затухает, и когда содержание водорода в центре станет меньше 1% , начинается сжатие центральной части звезды. Источником светимости звезды сильно оказывается гравитационная энергия. При этом сгорание водорода еще продолжается, пока он не исчезнет полностью.

Сжатие центральной части звезды сопровождается увеличением ее светимости и быстрым расширением внешней части звезды, т. е. увеличением ее радиуса. Звезда сходит с главной последовательности и перемещается в область красных гигантов.

Состояние звезды в области красных гигантов мы рассмотрим в следующем параграфе. Здесь же заметим только следующее. Процесс перестройки звезды от состояния, характеризующего главную последовательность, до состояния красного гиганта происходит очень быстро, особенно у звезд большой массы. Поэтому на диаграмме Герцшпрунга — Рассела звезда как бы перескакивает от главной последовательности к красным гигантам и между этими последовательностями не имеет и здесь на диаграмме Герцшпрунга — Рассела имеется непрерывная полоса.

Эволюция звезд небольших масс (без конвективного ядра в центре) несколько отличается по характеру от эволюции более массивных звезд. Здесь содержание водорода уменьшается только в непосредственной окрестности центра звезды. Поэтому в центральной области образуется сначала очень небольшое изотермическое гелиевое ядро, почти полностью лишнее водорода. За время пребывания на главной последовательности это изотермическое ядро растет, пока не достигнет некоторого предела, примерно равного 10% массы всей звезды, и только после этого такая звезда переходит в стадию красного гиганта.

При расчете эволюции звезд малых масс представляется интерес анализ влияния различия начального химического состава. Дело в том, что такие звезды эволюционируют медленно и поэтому сохранилось достаточно чисто звезд, родившихся на начальной стадии эволюции Галактики при которой химический состав исходного вещества был существенно иным, чем в более поздние времена, когда уже сформировались существующие сейчас массивные звезды. Для характерные примеры, рассматривались модели звезд с массой $1 M_{\odot}$ с массивными меньшими массы Солнца, с различным составом водорода $X = 0,6 \div 0,7$, гелия $Y = 0,3 \div 0,4$ и остальных элементов $Z = 0,01 \div 0,03$ и с численности 11 типа, где $Z = 10^{-3} \div 10^{-4}$, а содержание водорода может быть $X = 0,9$ и даже $0,99$.

Характерное время пребывания звезд малой массы на главной последовательности велико. Уже для массы $\sim 0,9 M_{\odot}$ время пребывания на главной последовательности равно 12 млрд лет для звезд численности 1 и свыше 10 млрд лет для звезд численности 11 .

Звезды еще меньших масс эволюционируют очень медленно и за время существования Галактики не успевают уйти в главную последовательность. В расчете эволюции таких звезд есть определенные теоретические трудности. Прежде всего центральные области таких звезд состоят из плотного газа и имеют сравнительно низкую температуру, так что здесь есть частичное электронное вырождение. В этом случае давление слабее зависит от температуры и поэтому здесь возможна способная взрывная неустойчивость. В самом деле, если в обычном газе по какой-либо причине начнет возрастать выход энергии, то увеличиваются температура и давление, так что соответствующая область расширяется, что приводит к уменьшению температуры и возвращению к устойчивому состоянию. Подобная же вспышка реакции в вырожденном газе, хотя и повышает его температуру, но не увеличивает заметно давления; система не расширяется и не охлаждается. Поэтому рост температуры продолжается, выход энергии растет еще быстрее, что приводит к взрыву. Возможно, что такие взрывы, связанные с внезапным возгоранием газа или даже углерода в вырожденном ядре на поздних стадиях эволюции звезд с малой массой действительно имеют место. К этому вопросу мы вернемся в следующем параграфе. Непосредственным выходом из эволюции звезд в главную последовательность, невидимую, нет.

Следует также отметить, что сложное уравнение состояния частично вырожденного газа затрудняет и численный расчет моделей таких звезд.

Другая трудность связана с отсутствием достаточной развитой теории конвекции. В звездах малой массы конвективный перенос играет большую роль, а звезды с $M < 0.25 M_{\odot}$ конвективны целиком. В настоящее время перенос энергии конвекцией рассматривается с помощью теории длины перемешивания. В этой теории более или менее произвольно задается расстояние, которое проходит конвективный элемент до своего исчезновения. Обычно принимается, что эта величина в 1,5–2 раза больше эквивалентной высоты. К сожалению, расчеты модели до сих пор критичны к выбору длины перемешивания. У полностью конвективных звезд светимость определяется и прозрачностью холодных и сравнительно плотных внешних слоев.

Наконец, для звезд очень малой массы не удается получить стационарного решения в моделях с термоядерными источниками энергии. Если звезда состоит из обычных легких элементов, то нижний предел массы равен $0.1 M_{\odot}$. Если же звездой является нижний предел массы равен $0.45 M_{\odot}$. Если по какой-либо причине возникают тела меньшей массы, то они скатываются до вырожденного состояния, так и не оставившись на стадии термоядерных реакций, т. е. минуя главную последовательность; эти тела оказываются черными карликами. Объекты еще меньшей массы попадают в разряд планет. Такова качественная картина эволюции звезд на главной последовательности. Количественные расчеты эволюции и времени пребывания на главной последовательности см. в работах Ибена (1967, 1974), Варшавского, Тутукова (1973) и др.

§ 2. Эволюция звезд после ухода с главной последовательности

Прекращение звезд на главной последовательности заканчивается тогда, когда в их центральной части осталось менее 1 ÷ 5% водорода. Это справедливо как для звезд больших, так и малых масс. Различно лишь в том, что восторги перемешиванию в конвективных ядрах у звезд больших масс сгорает и относительно больше водорода. Модель красного гиганта. После того как водорода в центральных частях становится мало, алтхают термоядерные реакции и, как следствие, в центре звезды образуются гелиевое и изотермическое ядро. Можно было бы думать, что гелиевое изотермическое ядро захватывает область, в которой ранее выгорел водород, например, в центре конвективного ядра. Но на самом деле положение здесь сложнее. Расчет показывает, что изотермическое ядро не в состоянии удержать вес вышележащих слоев, если его масса больше 10–15% массы всей звезды (см. Шенберга — Чандрасекара). Массы конвективных ядер могут быть много больше, достигая 80% от всей массы наиболее массивных звезд. Но в процессе выгорания водорода масса конвективного ядра все время уменьшается и в конце этого процесса она становится сравнимой с возможной массой изотермического ядра, так что в конечном счете звезда с изотермическим ядром.

По отвод тепла из недр звезды продолжается и, если термоядерные реакции из-за уменьшившегося содержания водорода не поддерживают температуру на прежнем уровне, звезда начнет сжиматься. Сжимаются и изотермические гелиевое ядро, температура и плотность здесь повышаются. Благодаря сжатию в область больших плотностей и температур попадают слои с еще сохранившимся водородом. В конечном счете это приводит к возникновению новой модели звезды, состоящей из центрального горячего, но изотермического гелиевого ядра, слоевого источника горения водорода, окружающего ядро, и наружной оболочки.

Толщина слоевого источника сначала велика, — он охватывает несколько процентов массы всей звезды, но затем этот слой сжимается и в нем остается не более 0,5% массы звезды. По мере истощения водорода в слоевом источнике увеличивается масса гелиевого ядра, а в слоевой источник попадает новое вещество с большим содержанием водорода.

Выгорание слоевого источника и его постепенная эволюция сопровождается и заметными изменениями внешних параметров звезды, из которых самое существенное — расширение оболочки звезды до очень больших размеров. Это означает, что модель звезды со слоевым источником соответствует звездам — красным гигантам.

К сожалению, трудно наглядно объяснить, почему слоистому источнику горения водорода, в котором имеются очень крутые градиенты температуры и плотности, соответствуют очень пологие градиенты температуры и плотности в оболочке. Этот результат, полученный уже в первых расчетах Хойла и Шварцшильда (1955), построивших первую модель звезд красных гигантов описанного выше типа, потом был подтвержден многочисленными расчетами.

На рис. 43 схематически изображена эволюция структуры ядра с массой $7 M_{\odot}$ (Хоффмейстер, Киппенхайн, Вейсерт, 1966). В начальной стадии происходит горение водорода в коллективном ядре — следует обратить внимание на уменьшение массы коллективного ядра. На разрыве рисунка меняется шкала времени, поэтому «горизонтальный» участок последней стадии горения водорода в ядре

— это следствие увеличенного масштаба времени. Гелиевое ядро образуется в точке С, после чего реакция происходит в слоевом источнике. Заметно уменьшение толщины слоевого источника, связанное с увеличением градиента

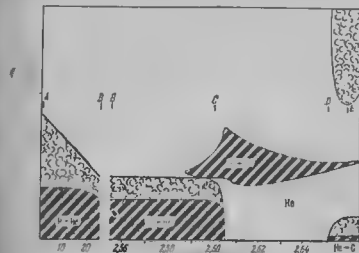


Рис. 43. Изменение структуры звезды в процессе выгорания водорода в ядре и слоевом источнике.

температуры. Стадия красного гиганта приходится между точками С и D.

Поскольку здесь энергия переносится в основном излучением, то светимость звезды мало меняется и звезда помещается по диаграмме Герцшпрунга — Рассела слева и прямо почти горизонтально. Однако в конце этой стадии точка звезды быстро расширяется и в ней образуется сверхповерхностная конвективная зона, которая в момент максимального расширения охватывает почти половину массы звезды. Способность конвекции быстро переносить энергию приводит к тому, что здесь светимость быстро увеличивается и звезда перемещается по диаграмме Герцшпрунга — Рассела вверх.

У звезд относительно малых масс имеются некоторые отличия, хотя общий характер эволюции

тот же (см. Ибсен 1987). У таких звезд масса гелиевого ядра останется малой и поэтому его сжатие не приводит к резкому увеличению градиента температуры. Расширение оболочки тоже имеет место, но медленнее, чем у массивных звезд. Слойной источник долго сохраняет относительно большую толщину. Однако по мере эволюции звезды малой массы со слоем источником ее светимость возрастает более быстрым темпом, и звезда почти сразу начинает перемещаться по диаграмме Герцшпрунга — Рассела преимущественно вверх, правда, сохраняя и движение слева — направо. Чем меньше масса звезды, тем меньше горизонтальный участок ее эволюционного трека и тем больше ее увеличение светимости. В стадии увеличения светимости красного гиганта небольшой массы внешняя часть звезды также оказывается коллективной.

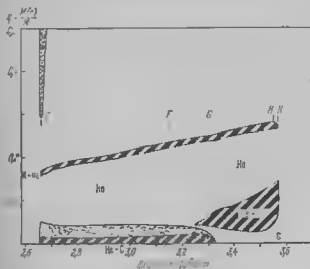
По мере горения водорода в слоевом источнике продолжается медленное сжатие гелиевого ядра и повышение его температуры. Когда температура ядра повысится примерно до 10^8 K, в гелиевом ядре загорается тройная реакция превращения гелия в углерод ($3\text{He}^4 \rightarrow \text{C}^{12}$). Эта реакция очень сильно зависит от температуры [в формулу (8.1) ей соответствуют значения $m = 2$ и $n \approx 45 \div 50$]. Поэтому включению тройной гелиевой реакции опять приведет к появлению коллективного ядра в центре звезды. На некотором этапе происходит и другие гелиевые реакции.

Хотя у таких звезд горение водорода в тонком слоевом источнике продолжается, и этот источник постепенно перемещается вверх, все же значительная доля энергии освобождается опять в ядре. Модель звезды становится более однородной и ее внешние слои начинают сжиматься. Звезда перемещается по диаграмме Герцшпрунга — Рассела уже справа налево и по-прежнему вверх, поскольку загорание гелия увеличивает общий выход энергии. Сжатие звезды на этом этапе опять-таки освобождает энергию.

Поскольку гелия в центральном ядре звезды много и поскольку при соединении 3He^4 в одно ядро C^{12} дефект массы еще сравнительно велик (хотя и заметно меньше дефекта массы при водородных реакциях), то тройная гелиевая реакция служит источником энергии в течение долгого времени. Как показывают расчеты, время пачо-

ния звезды на стадии выгорания гелия примерно в десять раз меньше времени пребывания звезды на стадии медленности, причем это отношение слабо зависит от полной массы звезды.

После выгорания гелия в ядре (уменьшения его до 10%) картина явлений в какой-то мере повторяется. В центре звезды образуется изотермическое уже преимущественно углеродное ядро, а вне его — слойный источник, в котором продолжается превращение гелия в углерод. Как и раньше (рис. 44) этот слой вначале толстый, затем сужается. Растет градиент температуры, а с ним



44. Изменение структуры звезды в процессе выгорания гелия в ядро и слоевом источнике.

радиус звезды. Звезда опять пойдет по диаграмме Герцшпрунга — Рассела слева направо и немного вниз, поскольку часть энергии расходуется на расширение. Затем опять возникает конвекция и светимость быстро увеличивается.

Вой гелиевого источника становится тоньше, плотность ядра начинает опять сжиматься и нагреваться

и включаются следующие реакции, идущие при еще более высоких температурах. Эти стадии эволюции звезд просчитываются с очень большой неуверенностью и здесь, по существу, нет надежных моделей. С другой стороны, именно эти стадии эволюции имеют наибольшее значение для проблемы нуклеосинтеза и поэтому мы их рассмотрим очень грубым качественным образом ниже, когда будем рассматривать вопросы нуклеосинтеза.

А пока вернемся к стадии сгорания гелия. Как уже отмечалось, водородные реакции в ядре имеют место у всех звезд главной последовательности, кроме звезд с очень малой массой. Сложный водородный источник образуется также у всех звезд, если только это позволяет время эволюции (см. ниже).

Однако гелиевая реакция возможна уже не во всех звездах. Если масса всей звезды меньше $0,5 M_{\odot}$, то по мере выгорания водорода в ядре и увеличения его плотности здесь наступает электронное вырождение и температура растет медленно или вообще не увеличивается. Поэтому гелиевая реакция не возникает и звезда сжимается до состояния белого карлика, построенного почти целиком из гелия.

У звезд с массами в интервале $0,5 < M/M_{\odot} < 3$ в гелиевом ядре тоже имеет место частичное вырождение, но температура все же повышается настолько, что становится возможной тройная гелиевая реакция ($3\text{He} \rightarrow \text{C}^{12}$). Как уже было объяснено выше, в вырожденном газе термические реакции имеют характер взрыва и поэтому здесь можно ожидать гелиевой вспышки (см. Хайнз, 1965). Быстрое выделение энергии резко повышает температуру и снимает вырождение. У звезд с массами, большими $3 M_{\odot}$, при сжатии гелиевого ядра вырождение не возникает, и поэтому здесь гелиевая реакция исключается более plainly.

При всех сложных процессах перестройки звезд с обравованьем изотермических ядер в сложном источнике довольно сложным образом меняются светимость и радиус звезд. В результате каждая звезда описывается на диаграмме Герцишпрунга — Рассела эволюционные треки, перемещаясь по ней последовательно в разных направлениях. На одних участках звезды задерживаются дольше, другие участки проскивают быстро.

У звезд малых масс перестройка происходит более медленно и звезда постепенно сходит с главной последовательности на ветвь гигантов. Здесь более интересен случай звезд первого поколения (послевоенные II типа), поскольку звезды с малой массой, образованные позднее, еще не достигли стадии сложного источника.

Звезды с центральным гелиевым источником имеют большую светимость и не слишком большой радиус. Принято считать, что такие звезды могут описывать структуру сверхгигантов со светимостью $10^5 \pm 10^6 L_{\odot}$. На этой стадии эволюции звезды оказываются в в области диаграммы Герцишпрунга — Рассела, занятой перемещенными звездами, в частности, цефеидами. По-видимому, здесь также имеют место звездные пульсации, но в отношении их возбуждения пульсаций. Сложность эволюционных треков такая, что звезда пересечает область пульсационной неустойчивости несколько раз. Например, рассчитывая эволюционные треки звезды с массой $7 M_{\odot}$, Хоффмейстер и др. (1968) получили, что эта звезда пять раз оказывается в области пульсационной неустойчивости, проведя там в общей сложности примерно $7,5 \cdot 10^5$ лет. При каждом пересечении период пульсаций звезды несколько меняется.

Заметим здесь, что звезды населения II с малой светимостью, в которых на поздней стадии эволюции загорается гелиевое ядро, тоже оказываются в области пульсационной неустойчивости диаграммы Герцишпрунга — Рассела и попадают, в частности, в область расположения звезд типа RR Лиры.

После выгорания гелия в ядре образуется звезда с изотермическим изотермическим ядром и сложным гелиевым источником. Возможно, что такая модель соответствует структуре звезд типа красных сверхгигантов с очень большой светимостью. Эта стадия эволюции проходит быстро.

Расчеты эволюционных треков звезд сравнивались с наблюдениями и в общем показывали разумное согласие, впрочем, неопределенностей теории и наблюдений. Мы будем здесь останавливаться на этом вопросе, а перейдем к другой проблеме теории эволюции звезд — изменению химического состава.

Нуклеосинтез в звездах. Как уже отмечалось, звезда имеет с главной последовательности после образования изотермическое гелиевое ядро. На этой фазе эво

люции порядка 10% начального содержания водорода превратилось в гелий. После выгорания водорода источник продолжает превращение водорода в гелий. Однако в дальнейшем при выгорании гелия и превращении его в углерод содержание гелия начинает уменьшаться. Как пример, приведем результаты расчета Хаяши и др. (см. Хаяши, 1966) содержания водорода, гелия и более тяжелых элементов в конце существования гелиевого источника (по всей звезде):

Масса звезды	Содержание водорода	Содержание гелия	Содержание остальных элементов
0.7 $M_{\odot}$	0.24	0.08	0.68
4 $M_{\odot}$	0.712	0.03	0.258
15.6 $M_{\odot}$	0.728	0.052	0.22

Как уже отмечалось, во время горения водорода в ядре более массивных звезд посредством углеродного цикла значительная часть начального содержания изотона углерода C^{12} переходит в изотоп азота N^{14} . Этот процесс продолжается и в слоевом источнике. Поэтому постепенно в звезде увеличивается отношение N^{14}/C^{12} . Еще до включения водородных реакций сгорает подкислородная часть (до 98%) легких элементов, таких, как литий, бериллий и бор. Но заметная часть изотона He^3 сохраняется и после водородных реакций.

К концу существования слоевого водородного источника температура в гелиевом ядре повышается настолько, что возникает реакция $N^{14} + He^4 \rightarrow F^{18} + \gamma$, $F^{18} \rightarrow (O^{16} + H^2) + \nu$. Это означает, что здесь происходит обогащение вещества кислородом за счет азота. Сохранившиеся ядра C^{12} также захватывают ядра He^4 и образуют возбужденные ядра кислорода O^{16} . Ядра C^{13} при захвате He^4 также превращаются в O^{16} , но с испусканием нейтрона. Эти нейтроны, захваченные другими ядрами, могут привести к последовательному построению более тяжелых элементов.

Однако основным процессом реакции гелия является тройная реакция слияния гелия в ядро углерода C^{12} . Здесь сначала образуется возбужденное ядро He^6 , к которому за время его распада должно успеть присоединиться еще одно ядро гелия.

В процессе выгорания гелия в ядре, а затем и в гелиевом слоевом источнике здесь вновь образуется значительное количество углерода C^{12} . Последовательно важными ядра He^4 , эти ядра образуют элементы O^{16} , Ne^{20} , Mg^{24} , Si^{28} , S^{32} и т. д. Очевидно, что количество образующихся элементов зависит от температуры и плотности не только в ядрах звезд, достигших в процессе эволюции.

Поскольку гелиевые реакции требуют высоких температур, то подобные преобразования элементов возможны лишь у более массивных звезд. Гелиевая реакция включается у звезд с $M > 0.53 M_{\odot}$ (для населения II) и $M > 0.42 M_{\odot}$ (для населения I); реакции, приводящие к появлению более тяжелых элементов, чем Ne^{20} , включаются только у звезд с $M > 30 M_{\odot}$ и т. д.

Следующая стадия нуклеосинтеза возникает в том случае, когда температура теперь уже в углеродном ядре достигает $(8 + 10) \cdot 10^8$ К. Здесь становится возможной реакция слияния двух ядер C^{12} . В процессе их слияния образуются Ne^{20} и He^4 или Mg^{23} и H^1 . Возможна также термоядерная реакция, в которой возникают и нейтроны: $C^{12} + C^{12} \rightarrow Mg^{23} + n$. Эта реакция важна тем, что так служит источником нейтронов, необходимых для построения тяжелых ядер.

Включение углеродных реакций, так же как и гелиевых, может иметь характер вспышки, если в центре звезды частично выгорит. По-видимому, это имеет место при $M < 8 M_{\odot}$. При еще больших температурах ($T \approx (1.3 + 1.4) \cdot 10^9$ К) включаются и реакции слияния кислорода, как, например, $2O^{16} \rightarrow Mg^{24} + 2He^4$, или $O^{16} \rightarrow S^{32}$. Это еще более гипотетичная стадия в эволюции звезд.

Нейтринные потери. При построении звездных моделей для очень продвинутых стадий эволюции важно учесть еще один фактор, ограничивающий рост температуры в центре звезды — эмиссию нейтрино. Проходя свободно через толщу звезды, они служат эффективным охлаждающим механизмом. Известно несколько механизмов

При температурах $\sim 10^8$ К нейтрино генерируются при распаде плазменных волн. При больших температурах $(1 - 2) \cdot 10^8$ К преобладающим становится образование нейтрино при рассеянии гамма кванта на электро-

нах ($\gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_e$). При еще более высоких температурах $\sim 6 \cdot 10^8$ K имеется достаточно количество позитронов, и нейтрино образуется при их аннигиляции ($e^+ + e^- \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$).

При особенно высоких температурах имеет место так называемый URCA-процесс, связанный с излучением нейтрино при циклических и обратных бета-процессах.

При загорании углерода в ядре нейтрино потери становятся очень выжкими. Уносит большое количество энергии из недр звезды или облака ит ее сжатие. Быстрое сгорание углерода и поэтому резко ускоряют эволюцию. Без нейтриноньх потерь углерод в ядре звезды с массой $15,6 M_\odot$ был бы израсходован за $2,5 \cdot 10^6$ лет, а с учетом нейтриноньх потерь эволюция на этом этапе длется $2 \cdot 10^4$ лет. Дальнейшие фазы эволюции (загорание углерода в слои тои и точниие загорание кислорода и : и) по расчетам Ханши (1986) зия ии бы примерно $6 \cdot 10^5$ лет если бы не было нейтриноньх потерь, но с учетом последних эти фазы эволюции звезд имеют характер взрыва.

По расчетам Халши в конце стадии горения углерода звезда состоит из водородной оболочки ($\sim 83\%$), иебольшой гелиевой яوى ($\sim 5\%$) и ядра, в котором есть углерод, кислород, неон, но преимущественно там сосредоточены металлы ($\sim 22\%$). Аналогичный расчет эволюции звезды с массой $1 M_\odot$ тоже привел к выводу об образовании заметного металлического ядра звезды ($\sim 26\%$).

Расчеты моделей звезд на очень продвинутых стадиях эволюции в настоящее время еще не стали настолько надежными, чтобы можно было сделать определенные выводы о конечном химическом и изотопном составе звезд. Заметим, что хотя у большинства звезд химический и изотопный состав, как показывают наблюдения, почти одинаков, однако имеются и значительные различия. Еще более ярким примером являются углеродные и азотные последовательности звезд типа Вольфа — Райе (об их ии терпретации — в следующем параграфе).

Кроме того, есть много звезд с различными содержаниями изотопов углерода, изотопов гелия, обладающих избытком металлов, редкоземельных элементов, дирионий и т. д. Высказывались различные качественные гипотезы для объяснения этих аномалий, но мы еще очень далеки от понимания таких явлений.

§ 3. Потеря массы звездами и эволюция тесных двойных систем

Схема эволюции звезд, изложенная выше, основана на существенном предположении, что масса звезды на этих стадиях эволюции не меняется. Для подавляющего большинства звезд, выходящих из состояния горения водорода и гелия, это условие, по-видимому, выполнено.

Однако анализ потери массы в процессе эволюции звезд является одним из ключевых вопросов этой теории по ряду причин. Во-первых, как известно, конечной стадией эволюции звезд является образование белого карлика, нейтронной звезды или «черной дыры». Первые два типа объектов ограничены по массе (см. главу IX). Поэтому потеря массы и процессе эволюции определяет конечную фазу жизни звезды.

Во-вторых, масса, потерянная звездами, поступает в межзвездную среду. Это вещество, как правило, состоит из более тяжелых элементов, образовавшихся в звездах. Поэтому потеря массы звездами приводит к обогащению межзвездной среды тяжелыми элементами. Следовательно, происходящие на этой стадии звезды следующие поколения начинают свою эволюцию с большим количеством тяжелых элементов. Наконец потеря массы влияет и на саму эволюцию звезд.

Потери массы звездами. Анализ потери массы звезд можно разделить на две проблемы: потерю массы одними или двойными звездами и обмен массой между компонентами в тесных двойных системах. Изучать потери массы звездами можно и теоретически и по данным наблюдений. Правда, наблюдения возможны лишь в тех случаях, когда потери массы значительны.

Как показали данные космических измерений, Солнце, в частности, и все другие звезды подобного типа теряют очень мало массы, порядка $10^{-13} \div 10^{-14} M_\odot/\text{год}$. С точки зрения эволюции эта потеря массы незначительна. Можно считать, что и все звезды, не входящие в состав тесных двойных систем, теряют на стадии горения водорода в ядре массу такого порядка. Поэтому стадия главной последовательности проходит без существенной потери массы. Правда, Солнце принадлежит к классу медленно вращающихся звезд. Есть более быстро вращающиеся звезды

(в частности, класса Ве), и можно ожидать, что увеличенная центробежная сила ускорит и потерю массы, но, по-видимому, заметного ускорения потери массы все же нет, кроме, может быть, фазы исчерпания водорода в ядре, когда звезда испытывает быстрое сжатие.

Обогащение межзвездной среды за счет потери массы звездами главной последовательности также мало, вероятно, не более $10^{-5} \div 10^{-6} M_{\odot}$ в год по всей Галактике. Ясно, что в общем балансе массы эти потери не играют роли.

На стадии горения в слоевых источниках звезды имеют большой объем, параболическая скорость на их поверхностях мала и поэтому здесь можно ожидать большой потери массы. И действительно, как показали данные наблюдений, красные гиганты и сверхгиганты класса М теряют заметное количество массы (см. Поттш, 1972). Об этом можно судить по наличию в их спектрах смещенных узких линий, возникающих в разреженной части атмосферы. Скорость вещества по этим линиям даже превышает параболическую скорость. Наблюдения показали также, что скорость потери массы увеличивается со светимостью. По-видимому, темп потери массы больше всего у звезд класса М1, где он порядка $4 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$. У других звезд класса М, по меньшей светимости, скорость потери массы не более $(4 \div 20) \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$.

Характерное время эволюции в стадии красного гиганта может быть порядка $10^6 \div 10^8$ и более лет, так что здесь потери массы может оказаться существенной и для самой эволюции звезды, по крайней мере в ее более поздней стадии. Правда, пока детального анализа этого влияния еще не проводилось.

Для пополнения межзвездной среды потери массы красными гигантами и сверхгигантами оказываются более значительными, чем потери массы более многочисленными звездами главной последовательности. От первых в межзвездную среду Галактики поступает около $5 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$. Но и это мало по сравнению с расходом межзвездной среды на образование звезд.

Еще более продолжительны стадии эволюции звезд с образованием гелиевых источников как в центрах звезд, так и в слоях, а также углеродных источников энергии приводит, как предполагается, к образованию белых сверх-

гигантов. И здесь наблюдается заметная потеря массы. В частности, к этим звездам принадлежат звезды типа I Сум, в спектрах которых явно наблюдаются расширения линий, соответствующее истечению вещества. На уровне фотосферы скорость истечения порядка $100 \div 500 \text{ км/сек}$, и в более высоких слоях, как показывают ультрафиолетовые наблюдения, скорость истечения достигает 1000 км/сек , что много больше параболической скорости.

Наблюдаемая потеря массы сверхгигантами классов О и В оказалась порядка $1,5 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ и общей поступлению их вещества в межзвездную среду в Галактике около $10^{-2} M_{\odot}/\text{год}$. Эти величины сравнимы с потерями массы в фазе красных гигантов и сверхгигантов.

Конечная стадия эволюции звезд может заключаться либо в слиянии всей звезды целиком в плотному состоянию белого карлика, нейтронной звезды или черной дыры, либо в разбросу заметной части звезды в пространство и слиянии в плотному состоянию только ее остатка.

По-видимому, в последней фазе эволюции находятся и ядро планетарных туманностей. По данным наблюдений и звезды теряют около $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ и поэтому всего в Галактике они теряют около $10^{-2} M_{\odot}/\text{год}$ (в настоящее время Галактике около сотни планетарных туманностей).

Ядра планетарных туманностей имеют малую массу, около $0,1 \div 0,8 M_{\odot}$. Вероятно, истечение массы из звезд I типа в конце их эволюции действительно имеет такой характер. Но звезды большой массы (большие звезды Чандрасекара или Опленгеймера; см. главу IX) в конце своей эволюции могут взрываться и разбрасывать в своей массы. Принято считать, что такие явления происходят в виде сверхновых звезд.

По данным наблюдений сверхновые звезды делятся на два типа. Сверхновые I типа (к их числу принадлежат и сверхновые, дошедшие до начала Крабовидной туманности) представляют собой звезды относительно небольшой массы, принадлежащие к звездному населению II типа. Здесь взрывчатых оболочек заметно больше содержание водорода, азота, кислорода. Массы оболочек относительно невелики.

Сверхновые II типа представляют собой молодые звезды (население I типа), сбрасывающие в конце жизни оболочки (до $1 \div 10 M_{\odot}$), богатые

водородом. Эти объекты мы рассмотрим в следующем параграфе.

Теория вспышек сверхновых I типа, по существу, нет, и не ясно, на какой стадии эволюции звезды они происходят. Предполагалось, что они возникают на стадии возгорания углерода или образования более тяжелых элементов или даже распада плотного ядра, состоящего из железа, на более легкие элементы. В других гипотезах предполагалось, что вспышки сверхновой I типа как-то связаны с эволюцией звезды близкой пределов массе больших карликов или нейтронных звезд. Оценить потерю массы этими звездами и долю поставляемого ими вещества в межзвездную среду очень трудно.

Шкловский (1973) предложил гипотезу, согласно которой вспышки сверхновых звезд связаны с их возможной двойственностью. Еще ранее было показано, что другой класс вырывающихся звезд, а именно, обычно поименно, действительно входит в состав тесных двойных систем. Эволюционные процессы в таких системах мы рассмотрим ниже. Потери массы новыми звездами согласно данным Боллука (1972) составляет $10^{-2} \div 10^{-3} M_{\odot}/\text{год}$.

Имеются и другие типы вырывающихся звезд, теряющие заметное количество массы. К их числу принадлежат симбиотические звезды, звезды типов U Gem, UY Cet и T Tau. Симбиотические звезды представляют собой двойные системы, состоящие из звезд с полной массой $10 M_{\odot}$ и расстоянием между компонентами $\sim 10^3 R_{\odot}$. Вероятно, один из компонентов — большой карлик с маленькой планетарной туманностью (Боллука, 1972). Годичные потери массы здесь $\sim 5 \cdot 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ и общая потеря массы этими звездами в Галактике порядка $5 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$.

Звезды типа U Gem принадлежат к тесным двойным. Мы рассмотрим их ниже, одновременно с новыми, а здесь только заметим, что по некоторым оценкам они могут быть наиболее существенным источником поступления вещества в межзвездную среду. По данным Боллука (1972) общая потеря вещества звездами типа U Gem в Галактике близка к $2 M_{\odot}/\text{год}$. Горбачев (1974) дает меньшее значение — $(0,01 \div 0,1) M_{\odot}/\text{год}$, что, однако, все равно заметно больше, чем у звезд других типов.

Вспышечные звезды типа UY Cet представляют собой холодные карлики класса M. По видимому, они обладают

слихими хромосферами, в которых происходят вспышки. Доминирующие хромосферные вспышки на Солнце, но со значительно большим масштабом явления. Потери массы при этих вспышках невелики, порядка $10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$, и общее поступление вещества в межзвездную среду порядка $\sim 10^{-3} M_{\odot}/\text{год}$. Эволюционного значения эти явления, вероятно, не имеют.

Наконец, известны звезды типа T Tau, у которых в отличие от перечисленных звезд беглая быстрая и в то же время звезда теряет заметную часть массы, — по оценкам, порядка $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. Общая потеря массы этими звездами в Галактике $0,01 M_{\odot}/\text{год}$. При этом считать, что звезды типа T Tau представляют собой объекты, еще только начинающие в главной последовательности, поэтому потери массы есть «издержки производства» — обогащения новыми элементами здесь нет. Однако, может быть, здесь образуются литий и другие легкие элементы, появляющиеся как «осколки» при раздроблении ядер железа космическими лучами.

Складывая оценки всех описанных выше потерь массы, получаем, что в межзвездную среду Галактики от одиночных звезд ежегодно поступает около $0,1 \div 1 M_{\odot}$, в то время как на обогащение молодых звезд, вероятно, расходуется несколько больших масс. Поэтому общее количество межзвездной среды в Галактике уменьшается, хотя может быть, и медленно.

Эволюция тесных двойных систем. Если звезды входят в состав тесных двойных систем, то их эволюция может существенно измениться. Дело в том, что гравитационное притяжение со стороны одного из компонентов может вести к значительной потере массы другим компонентом. Часть этой массы оседает на первую звезду, увеличивая ее массу. Изменяются темпы и характер эволюции обоих компонентов. Объем массы может идти и в разных направлениях на различных этапах эволюции.

В теоретических работах, посвященных этой проблеме, особое внимание уделялось эволюции первичного компонента (т. е. звезды с большей массой), с учетом потери части массы. Рассматривались и последствия выноса массы на вторичный компонент (звезду с меньшей массой). Вопрос о том, какая часть массы, вытекающая из звезд, вообще покидает систему и уходит в меж-

звездную среду, до сих пор остается открытым. По одним оценкам, теряется значительная часть массы, по другим, — эти потери незначительны и в полном балансе массы в Галактике не играют заметной роли.

Примечательно рассматривать эволюцию звезд, входящих в тесные двойные системы, с учетом обмена массы между компонентами, обратным к движению частиц в двойной системе. Очевидно, что во вращающейся системе координат, связанной с осью, соединяющей оба компонента пары, на каждую частицу действуют силы притяжения к обеим звездам, и центробежная сила. Силы гравитационного притяжения уменьшаются с расстоянием от компонентов, а центробежная сила растет. Очевидно, что в этой системе координат есть эквипотенциальная поверхность, на которой все силы взаимно компенсируются.

Любая частица, пересекающая эту поверхность изнутри, будет дальше выброшена в межзвездное пространство. Области внутри этой поверхности называются полостями Роша. Каждая звезда имеет свою полость Роша и они соприкасаются в критической точке Ларанжа, расположенной на оси, соединяющей центры звезд. Соотношения полостей Роша имеют вид восьмерок с пересечением в точке Ларанжа. Первичный компонент имеет больший объем полости Роша.

В процессе эволюции звезды часто увеличивают свой радиус. Если он вырастает настолько, что звезда заполняет свою полость Роша, начинается потеря массы. Та часть вещества, которая протекает через поверхность полости Роша в окрестности точки Ларанжа, захватывается другим компонентом. Перетекание вещества происходит под действием газового давления, оно уже не зависит от характера эволюции и происходит быстро.

Потери массы первичной звезды может как ускорить, так и замедлить ее эволюция. По перетекание вещества на вторую звезду увеличивает ее массу и тем самым всегда ускоряет эволюцию. Поэтому первая звезда, потеряв часть массы, может оказаться опять меньше своей полости Роша, и вторая звезда, расширившись, наоборот, заполнит свою полость Роша. Процесс повторяется в обратном направлении. Принято называть звезды, радиусы которых меньше их полости Роша, разделенными, а если одна звезда заполняет свою полость Роша, система назы-

вается полуразделенной. Если же обе звезды заполняют и в полости Роша, система называется контактной.

Эволюция тесной двойной системы обычно рассматривается в рамках предположений о порядке заполнения полости Роша (см. Язынский, 1971). Случаю *A* называется заполнение полости Роша еще на стадии горения водорода. Это может происходить в системах, у которых расстояние между компонентами и радиусы $3-20$ радиусов Луны. Здесь терится заметная доля массы.

Характерное время эволюции на этой стадии можно получить из следующих соображений. При расширении, затем и сжатии оболочек звезд на продвинутой стадии эволюции в полном балансе энергии заметную роль играют и излучение гравитационной энергии звезд. Поэтому характерное время удержания размеров звезды в пределах полости Роша по порядку величины совпадает со временем расхода гравитационной энергии с мощностью, соответствующей светимости звезды:

$$t_A \approx \frac{G M^2}{c L_1} \quad (9.3)$$

где L_1 — радиус полости Роша. Численные расчеты подтверждают эту оценку.

Потери массы не прекращает горения водорода в ядре, поэтому светимость ее остается высокой, а масса — меньшей. Следовательно, у таких звезд светимость выше (примерно на 3°), чем следует из соотношения $L \propto M^3$ — светимости для нормальных звезд. Такие звезды принадлежат к типу субгигантов. Впрочем, при всех указанных на стадии *A* отношения массы и светимости компонентов не слишком сильно отличаются от единичных. Типичным примером является звезда β Цирка, где перетекание вещества непосредственно наблюдается.

Второй случай (называемый стадией *B*) — заполнение полости Роша на стадии сжатия изотермического ядра после окончания слоевого водородного источника. На этой стадии эволюции звезда становится гигантом и заполняет свою полость Роша, даже если расстояние между компонентами $30-200 R_\odot$. Заметим, что в результате потери массы из системы на стадии *A* расстояние между компонентами увеличивается и поэтому случаи *A* и *B* могут перейти с одной в той же парой.

В случае *B*, как и в *A*, истечение вещества на звездный гигант, заполнившего свою полость Роша, относительно слабо зависит от того, что делается в ее центральной части. Поэтому и здесь могут быть использованы оценки (8.3) для определения характерных времен и потери массы, если оболочка находится в лучшем равновесии. Правда, если оболочка звезды, заполнившей полость Роша, оказывается в состоянии контактного переноса энергии и в общем имеет неустойчивый характер, то время заметной потери массы сравнимо со временем со спада, т. е. с величиной порядка $(r_1^2/GM_1)^{1/2}$. Тогда скорость потери массы резко возрастает.

Расширение оболочки звезды и заполнение ею полости Роша продолжается на стадии слюного водородного источника до тех пор, пока оно не останавливается возгоранием гелия в ядре, при котором ядро опять расширяется, а радиус звезды уменьшается. Следовательно, эволюция тесных двойных систем в случае *B* определяется характером возгорания гелия, которое в свою очередь зависит от массы.

При относительно больших массах (например, при $M > 3M_\odot$) возгорание гелия происходит бесприсутственно, гелиевое ядро опять расширяется и оболочка звезды, сжимаясь, отделяется от полости Роша. Здесь стадии истечения непроходящего. При меньших массах главного компонента на стадии слюного источника в водородном ядре возникает частичное выгорание, в результате возгорания гелия не сопровождается резким расширением ядра и соответствующим сжатием оболочки. При этом устоявшаяся фаза истечения вещества в случае *B* продолжается и поэтому звезда теряет большую массу. По окончании фазы истечения отношение масс компонентов может упасть до 1/5 или даже 1/10. Существование главного компонента может на три-четыре порядка превышать светимость обычных звезд тесных масс. К этому классу звезд относятся звезды типа Алголи.

Рассматриваемая фаза эволюции заканчивается тогда, когда почти весь водород в бывшем главном компоненте выгорел и сильно уменьшенный по массе остаток ее оказывается тесным или углеродным белым карликом.

У очень массивных звезд ($M > 15M_\odot$) полость Роша может заполняться еще раз во время фазы слюного ге-

невого источника и сжатия углеродного ядра (случай *C*). Качественная картина здесь аналогична, но детальных расчетов почти не было.

В качестве примера расчета эволюции тесных двойных звезд приведем результаты Тутукова, Юнгельсона и Клеймана (1973), рассматривавших тесные пары с отношением масс $M_1/M_2 = 1.07$ при массах первичного компонента и в начале эволюции $11M_\odot$ и $M < 6.4M_\odot$.

В случае *A* (т. е. при расстоянии между компонентами $a \approx (20 \div 30) R_\odot$) через 10^6 лет после начала эволюции наполнится полость Роша и примерно за 10^4 лет теряются первые $15 \div 25\%$ начальной массы главного компонента. Затем происходит спад поверхности к состоянию равновесной модели с уменьшенной массой, затем вновь расширение и опять истечение, но более медленное, в котором теряется еще $25 \div 35\%$ от начальной массы за $(2 \div 3) \cdot 10^6$ лет. В конце эволюции в случае *A* отношение масс $M_1/M_2 \approx 0.33 \div 0.4$.

Для больших расстояний между компонентами ($a \approx 70 \div 170 R_\odot$) в своем случае *B*, когда полость Роша заполняется при слюном водородном источнике. Здесь также обнаруживаются две фазы истечения вещества. В первой, быстрой, фазе теряется за 10^3 лет около $50 \div 70\%$ начальной массы главного компонента и в течение второй, медленной, фазы за время порядка 10^5 лет теряется не более одной массы Солнца. Полная длительность эволюции в случае *B* примерно в 10 раз меньше характерного времени выгорания звезды на главной последовательности.

На стадии горения углерода происходит еще одно заполнение полости Роша (случай *C*). Эта фаза истечения непроходящая, порядка 10^3 лет, и теряется всего примерно $0.2M_\odot$.

Эволюция структуры звезд со временем с учетом потерь массы приведена на рис. 45, где качественно изображены и стадии горения тяжелых элементов.

Для оценки роли эволюции в тесных двойных системах особое значение имеет определение массы остатка звезды после истечения из нее вещества. Приведенные численные расчеты привели к следующей аппроксимационной формуле для массы остатка M :

$$\frac{M}{M_\odot} \approx 0.1 \left(\frac{M_1}{M_\odot} \right)^{1.4}, \quad (8.4)$$

где, напомним, M_0 есть начальная масса главного компонента. Согласно этой формуле в белые карлики ($M_1 \leq 1,44 M_0$) превращаются звезды с $M_1 < 6 M_\odot$, а нейтронные звезды ($M_1 \leq 3 M_\odot$) превращаются звезды с $M_1 < 10 M_\odot$, а более массивные звезды должны превратиться в «черные дыры».

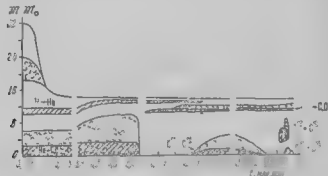


Рис. 45. Эволюция компонента пары с потерей массы в случае В и С. Шкала времени меняется в три раза.

Истечение вещества в двойных системах должно приводить к ряду наблюдаемых явлений и, действительно, эта теория была использована для интерпретации некоторых давно известных астрофизических объектов. Наибольший интерес в этом отношении представляют звезды типа Вольфа — Райе (см. Рублев, 1974; Тутуков и Юнгельсон, 1973).

Известно, что эти звезды характеризуются большой потерей массы: $10^{-6} \div 10^{-7} M_\odot/\text{год}$. Но крайней мере значительная часть (возможно, до 70%) этих звезд входит в состав двойных систем, причем масса звезд Вольфа — Райе в 3—5 раз меньше массы другого компонента. Очень важной особенностью звезд Вольфа — Райе является их разделение на две последовательности: звезды углеродного типа WC ($6 \div 8$) с преобладающим эмиссионным линиям углерода и азотную последовательность WN ($5 \div 8$) с преобладающим линиям азота. Содержание водорода уменьшается вдоль последовательности $WN8 \rightarrow WN5 \rightarrow WC$ до его почти полного отсутствия у звезд WC. Линия гелия тоже слабее у последовательности WC.

Длинные сравнения химического состава звезд Вольфа — Райе с нормальными звездами показывают, что относительное содержание водорода в звездах WN понижено в $10 \div 150$ раз, содержание азота у звезд WN повышено в $10 \div 100$ раз, а содержание углерода в звездах WC повышено в $400 \div 700$ раз по сравнению с обилием тех же элементов в нормальных звездах. Массы звезд Вольфа — Райе находятся в интервале $(5 \div 10) M_\odot$.

Расстояние между компонентами системы, в состав которых входят звезды WN, не превышает $a \approx 85 R_\odot$, у однородных звезд величина a заметно больше.

Из особенностей, действительно, можно грубо интерпретировать в рамках предложенной выше схемы. Перед возгоранием гелия в ядре в оболочке звезды остается еще около 20% водорода. Затем начинается истечение с одновременным загоранием гелия. Распределение элементов в звезде представлено на рис. 46. В центре преобладает углерод, образующийся при тройных гелиевых реакциях, дальше от центра расположен слой с преобладающим азотом и кислородом, образованным в водородной реакции и первой реакции гелиевого типа. Наружные слои богаты гелием. По мере истечения вещества будут открываться все более глубокие слои. Этим можно объяснить существование общей последовательности типа $WN8 \rightarrow WN5 \rightarrow WC$ и уменьшение содержания

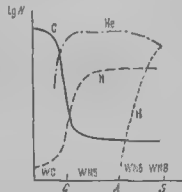


Рис. 46. Процентное содержание водорода (H), гелия (He), углерода (C) и азота (N) внутри остатка на стадии горения гелия в компактном ядре. Точка С — максимальный размер компактного ядра А — и далее слой за слоем истощения горения водорода, S — поверхность. На нижней шкале отмечены наблюдаемые последовательности звезд по мере смешения точки S влево, т. е. по мере истощения вещества на поверхности.

водорода этой последовательности.

Переход от более тесных пар WN8 к более широким парам звезд WC можно объяснить изменением периода

вращения при частичной потере массы всей системой. Определенную роль в расхождении компонентов играет и перераспределение момента, связанное с перетеканием массы от одной звезды к другой.

Таким образом, звезды типа Вольфа — Райе может быть промежуточным этапом на пути эволюции от двойной системы звезд главной последовательности до системы, состоящей из обычной звезды и белого карлика, нейтронной звезды или черной дыры. Впрочем, наиболее вероятно превращение в черную дыру, так как стадия звезды Вольфа — Райе проходит звезда с начальной массой больше $15 M_{\odot}$.

Одиночные звезды типа Вольфа — Райе также образуются путем истечения. По схеме Биспоуато-Когана и Паджипа (1972) можно ожидать быстрого истечения (до $0,5 M_{\odot}/\text{год}$) у звезд сверхгигантов, если в процессе их эволюции на стадии горения гелия связистость звезды станет большей эддингтоновского предела, при котором лучевое давление превышает силу притяжения.

Теперь рассмотрим, что происходит с компонентом, который вначале был вторичным. Часть вытекающего из главного компонента вещества оседает на второй компонент, — это явление называется аккрецией.

Такая аккреция приводит к ряду важных последствий, до сих пор еще не изученных достаточно подробно. Здесь важно и то, что в звезду поступает вещество иного химического состава, и нарушение равновесия самой звезды.

Вначале аккрецирующего газа на обычную звезду главной последовательности, вероятно, малая скорость ее эволюции, но вряд ли это приведет к радикальным изменениям. Сложнее будут явления в случае выпадения аккрецирующего газа на поверхность белого карлика. Если в аккрецирующем газе много водорода, а в поверхностных слоях белого карлика его уже мало, то в результате аккреции в поверхностных слоях белого карлика может появиться новый плотный термоядерный источник горения водорода. После того как накопится примерно $10^{-3} M_{\odot}$ выпавшего на поверхность белого карлика богатого водородом вещества, температура его повысится и благодаря большой плотности вещества даже в приповерхностных слоях белых карликов здесь начнется ядерные реакции. Непрозрачность этого плотного вещества велика и поэто-

му тепловод не компенсирует излучения; произойдет взрыв и накопленная при аккреции оболочка будет сорвана.

Такой взрыв можно, в принципе, отождествить с появлением новых звезд (Горбачик, 1974). Тепловая неустойчивость поднимает температуру до 10^8 K и при этом в термоядерных реакциях может заметно измениться химический состав. В оболочках новых довольно много углерода, содержание которого может быть сравнимо с содержанием водорода и гелия. Процесс нуклеосинтеза при срыве оболочек новых рассматривался в работе Хойли и Квайтопа (1974).

Существуют новонородные звезды различных классов. Для всех них характерны вспышки и принадлежность к тесным двойным системам. В частности, у звезд типа U Gem расстояние между компонентами сравнимо с радиусом Солнца. Механизм вспышек этих звезд может быть тем же, но может быть и другую причину. Например, Горбачик считает, что вспышки звезд U Gem вызваны нестационарной конвекцией. Здесь двойственность необходима лишь для появления этой нестационарности. Особенностью звезд U Gem является и то, что у них обнаружено замещение периода: это свидетельствует либо о потере массы всей системой (которая для одной системы типа U Gem порядка $10^{-6} \div 10^{-3} M_{\odot}/\text{год}$), либо может быть связано с перераспределением момента вращения при обмене массы между компонентами.

Другая модель вспышечной активности тесных двойных систем была предложена III в в. (1973). Согласно этой модели в таких звездах имеет место несоответствие и период вращения звезд вокруг общей оси и орбитального периода. Если вначале одна из звезд вращалась медленнее орбитального движения, то причинное взаимодействие со второй звездой ускорит ее вращение и создаст резонансную неустойчивость. С точки зрения этой модели принципиальной разницы в явлениях сверхновых I и II типа.

§ 4. Взрывная фаза эволюции и проблема нуклеосинтеза в галактиках

Рассматривая в предыдущих параграфах различные типы эволюции звезд, как одиночных, так и в тесных двойных системах, мы видели, что чем ближе к концу эво-

людия, тем неопределеннее становится вся картина. Правда, самая последняя стадия — образование белых карликов, нейтроновых звезд и «черных дыр», — кажется известной, но переход к этим объектам и состояние звезд на предпоследней стадии, по существу, совершенно не известны.

Правда, для звезд относительно малой массы, по крайней мере такой, что в их центральных частях температура не повысится до возгорания гелия, особых трудностей по-видимому, нет. Поэтой спокойной выгорании водорода и возможного негетения вещества (как, например, в планетарных туманностях) звезда сжимается до состояния белого карлика без существенной перестройки.

Трудности увеличиваются с ростом массы звезды. Дело в том, что чем массивнее звезда, тем большую температуру она может развивать, и тем вероятнее образование в ее центральных частях все более тяжелых элементов. Можно предположить, что в процессе эволюции наиболее массивных звезд в их центральных частях образуется ядро, состоящее из элементов группы железа, ядра которых обладают наибольшей энергией связи. Термоядерные реакции с более тяжелыми ядрами уже идут с поглощением энергии.

Конечно, это не значит, что построение более тяжелых элементов здесь вообще невозможно. В предыдущем разделе было отмечено, что в недрах звезд могут протекать реакции, в которых освобождаются нейтроны. Последствия захвата этих нейтронов другими ядрами может прийти в конце концов к построению ядер, более тяжелых, чем ядра железа, правда, в очень небольших количествах.

В зависимости от характера захвата нейтронов различают β (медленные) и γ (быстрые) процессы. Медленные процессы захвата нейтронов и есть, по существу, последовательное построение тяжелых ядер в квазиравновесных условиях по сравнению с быстрой эволюцией звезд. Под быстрыми процессами понимают образование тяжелых элементов при захвате нейтронов в очень неравновесных условиях взрыва звезд, когда образовавшиеся неустойчивые ядра захватывают нейтроны раньше, чем распадутся. Разные условия захвата нейтронов приводят к различным относительным содержаниям элементов

Некоторые термоядерные реакции, протекающие при высоких температурах в гелиевой или углеродной среде, освобождают и протоны. Последовательный захват протонов более тяжелыми ядрами в условиях, когда из-за относительно малого обилия легких элементов они реагируют с тяжелыми ядрами, называется r -процессом. До сих пор анализа α -, γ - и p -процессов ограничивался лишь качественными соображениями и расчетом отдельных случаев, которые можно рассматривать лишь как примеры, иллюстрирующие возможности объяснения нуклеосинтеза тяжелых элементов в условиях звездных недр. Мы здесь эти процессы подробнее рассматривать не будем, так как элементы тяжелее железа не оказывают заметного влияния на эволюцию звезд, ни на эволюцию межзвездной среды, и мало связаны с проблемой происхождения звезд.

Железное ядро (если оно существует) массивной звезды окружено слоями вещества, в которых по мере перехода к поверхности постепенно уменьшается содержание тяжелых элементов и увеличивается содержание легких элементов. В частности, имеются, по-видимому, достаточно массивные слои с заметным содержанием кислорода и углерода. Возможно, что в самых наружных слоях сохраняется много гелия и даже водорода.

После образования железного ядра начинается сжатие ядра, которое уже не может быть остановлено выделением энергии в каких-либо термоядерных реакциях в центральной части звезды. Наоборот, энергия, выделяемая при сжатии, расходуется на разрыв ядер железа на более легкие ядра, в результате чего температура растет медленно и сжатие приобретает катастрофический характер. Однородный распад ядер образует в центре звезды нейтронное ядро, которое и останавливает сжатие центральной части. Если масса ядра меньше критической ($\sim 2 M_{\odot}$), то в центре образуется очень сильная ударная волна, которая пойдет обратно к поверхности, нагревая ее до очень высоких температур. Это может привести к взрыву негоревших элементов, в первую очередь кислорода в более высоких слоях. Тогда здесь произойдет взрывное освобождение большого количества энергии и значительная часть вещества звезды разлетится. Так, по некоторым представлениям, объясняется наличие сверхновых II типа.

Однако это описание слишком грубо. Прежде всего при разогревании ядер образуются нейтрино, которые уносят часть энергии и тем самым могут помешать сильному нагреванию газа. Если эти нейтрино в звезде не поглощаются, то сжатие звезды с прекратившимися термоядерными реакциями может произойти более спокойно, без детонации и взрывов. Более того, не позволяя температуре повышаться слишком высоко, нейтринные потери могут остановить ядерную эволюцию звезд еще задолго до образования железного ядра.

В то же время нейтрино, образовавшиеся в центре очень плотного ядра, могут поглощаться в более высоких слоях, перенося туда энергию сжатия — это так называемый эффект депозитов. Здесь опять возникают области высокой температуры и оболочка звезды может быть сброшена.

Таким образом, точный и уверенный учет нейтринных потерь является определяющим для расчетов этих фаз эволюции. К сожалению, мы еще далеки от этого. Кроме того, весь расчет зависит от состава звездного вещества в конце стадии термоядерных реакций, который сейчас выбирается весьма произвольно. Есть и другие трудности.

Тем не менее было проведено несколько расчетов сжатия и взрыва звезд в конце фазы термоядерных реакций (см. Фаулер, Хойл, 1967; Колгейт, Уайт, 1966; Арнетт, 1967; Иванова, Ишенин, Надежин, 1969). Результаты этих расчетов мы здесь рассматривать не будем.

Отметим лишь некоторые интересные результаты, полученные в последнее время. Например, Иванова и др. (1973), численно рассчитывая ядра реакции горения углерода в ядре с массой $1.4 M_{\odot}$, обнаружили, что эта реакция выгорает с периодическим рождением. Первое, начальное выгорание приводит к расширению ядра и затуханию реакции, однако очень быстро оно опять сжимается и снова возникает реакция. В результате расчета получились три периода зажигания углерода. В работе Баско и Ишенин (1974) рассмотрен коллапс железного ядра при процессе фотодиссоциации тяжелых элементов. Сжатие здесь происходит с характерным временем β -процесса, так же, как и в случае коллапса в звезду нейтронизация.

Следует отметить, что, по-видимому, у всех массивных звезд конечная стадия эволюции (перед взрывом) приво-

дит к образованию сначала кислородно-углеродного ядра массой, в несколько раз меньшей массы звезды, а затем и железного ядра, масса которого уже слабее зависит от начальной массы звезды и, вероятно, не больше 2—3 масс Солнца (Ишенин, Надежин, 1975). Именно поэтому наиболее важен анализ процессов, происходящих в ядре. Мы еще далеки от понимания всего, что здесь происходит и поэтому наложившие выше соображения скорее следует рассматривать как качественные иллюстрации.

Явления, происходящие в обычной вспышечной сверхновой, можно рассматривать до какой-то степени независимо от анализа причин вспышек (см. Шкловский, 1966). В частности, можно подобрать условия распространения ударной волны от вспышки в атмосфере предсверхновой так, чтобы объяснить наибольшее количество наблюдаемых фактов и тем самым попытаться оценить условия, благоприятствующие вспышке сверхновой. Но Грасберг и Надежин (1969), предположив о том, что предсверхновая обладает очень протяженной оболочкой, до $10^4 A_{\odot}$, позволяет лучше объяснить наблюдательные данные, в частности, медленное падение яркости. Впрочем, здесь остаются трудности. Изложение и объяснение всего комплекса явлений при вспышках сверхновых не входит в нашу задачу.

Для нашей темы прежде всего важен вопрос о пуклющести, который может иметь место и при самых вспышках звезд, потому что сброшенная оболочка попадает в межзвездную среду и тем самым обогащает ее тяжелыми элементами. Чем большая часть массы разлетается, тем больше обогащается межзвездная среда. Заметим, что эта предположена так называемая термоядерная модель вспышки сверхновой (Арнетт, 1969; 1971), в которой при взрыве вся звезда разлетится целиком.

При всей неадекватности исходных данных были предложены попытки рассчитать образование различных элементов в процессе взрыва при пуклющей сверхновой. При этом приходится учитывать и то, что сверхновые могут представлять собой взрывы звезд на более ранней стадии, как, например, и фазе горения водорода в ядре (Фрэнк, 1968). Приведем несколько примеров.

Хансен (1971) рассчитал образование элементов в газорасширяющемся принципе со скоростью свободного

падения из состояния с некоторыми заданными значениями начальной плотности, температуры и химического состава. В таблице показаны результаты такого расчета при начальных значениях плотности $\sim 10^6$ г/см³, температуры $1,8 \cdot 10^9$ К и при трех предположениях о начальном содержании углерода и кислорода.

Ядро	Концентрации					
	вспышечная	конечная	начальная	конечная	начальная	конечная
C ¹²	0,5	0,361	0,75	0,006	0,25	0,234
O ¹⁶	0,5	0,485	0,25	0,266	0,75	0,74
Ne ²⁰	—	0,048	—	0,109	—	0,003
Mg ²⁴	—	0,096	—	0,425	—	0,007
Si ²⁸	—	0,013	—	0,164	—	—

Небольшие различия в начальных условиях приводят к существенно различным конечным химическим составам. Напомним, что в среднем в космосе отношение концентрации углерода и кислорода равно 0,77.

Другие случаи нуклеосинтеза при разлете газа, сопровождающем вспышки сверхновых, рассмотрелись Бисноватом-Моганом и Четоткиным (1974), Пардо и др. (1974), Като и др. (1974) и т. д. Получающийся при взрыве химический состав действительно различен, но, например, как показали Като и др. (1974), состав сильнее зависит от предположенной скорости разлета, чем от начального отношения протонов и нейтронов в области вспышки (предполагается, что вспышка происходит, когда часть ядра звезды превращается в нейтронный газ).

В общем проблема еще очень и очень далека от своего решения, но пока наиболее вероятно предположение, что элементы тяжелее кислорода образуются в основном при вспышках сверхновых.

ГЛАВА IX КОНЕЧНЫЕ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ ЗВЕЗД (НЕКЛАССИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДЫ)

В предыдущих главах уже неоднократно упоминалось, что конечной стадией эволюции звезд является коллапс, приводящий к образованию звезд — белых карликов, нейтронных звезд — пульсаров и «черных дыр». Все эти типы звезд можно назвать «неклассическими». Напомним, что неклассическими называются такие разделы науки XX в., в основе которых лежат положения, противоречащие явлению аналогии прошлых веков, т. е. нашему сегодняшнему здравому смыслу. К неклассическим разделам современной физики обычно относят квантовую механику, теорию относительности и теорию элементарных частиц. На этих разделах физики и основана теория звезд, описывающая на конечной стадии их эволюции.

Название «белые карлики», общепринятое для обозначения звезд, построенных из вырожденного электронного газа, не совсем точно. Эти звезды были действительно открыты как звезды такой поверхностной температуры, что их излучение казалось белым. Но на самом деле цвет поверхности этих звезд меняется по мере их эволюции, и более продолжительным является состояние желтого, красного и даже «черного» карлика. Поэтому мы в дальнейшем при этом состоянии звезд будем употреблять название «вырожденные карлики».

Вырожденные карлики представляют собой объекты, масса которых, по-видимому, не больше $1,2 M_{\odot}$, а как правило, и заметно меньше. По некоторым данным, средний масса вырожденных звезд около $0,85 M_{\odot}$. Радиусы белых карликов в 50—200 раз меньше радиуса Солнца, т. е. сравнимы с радиусом Юпитера. Плотность вещества в вырожденных электронных звездах порядка 10^6 — 10^9 г/см³.

Нейтронные звезды тоже состоят из вырожденного газа, но уже нейтронно-дегенеративного. По-видимому, их масса больше 1,5 массы Солнца и меньше трех масс Солнца. Однако до сих пор не удалось более или менее надежно определить истинную массу, в которых существуют нейтронные звезды. Главным образом это связано с неопределенностью в расчете уравнивания состояния нейтронного газа. Радиусы нейтронных звезд близки к 10 км , а их средняя плотность порядка ядерной, т. е. $10^{16} - 10^{18} \text{ г/см}^3$. В отличие от вырожденных алектронных звезд, структура нейтронных звезд более сложна и вполне возможно, что они имеют твердую кору на поверхности, несмотря на то, что ее температура порядка нескольких миллионов градусов.

Еще более неприглядными являются «черные дыры». Собственно, это не звезды, а особые участки Вселенной, между внутренней областью которых и нашим миром принципиально невозможно установить причинную связь. «Черные дыры» «заплатывают» внутрь себя всю окружающую материю, но ничего не выталкивают наружу и ничего не излучают сами*). Их обнаружение возможно лишь благодаря появлению вокруг «черных дыр» «ореолов» — светящихся нештальных, падающего на «черную дыру». Возможно существование «черных дыр» с неограниченно большими массами; «дыры», образующиеся в итоге звездной эволюции, вероятно, имеют массы в диапазоне от 2 до 20 масс Солнца.

Все три типа неклассических звезд патпадают образованию на последних стадиях эволюции звезд после состояния красных гигантов или сверхгигантов. Как было описано в предыдущей главе, после выгорания водорода, в ядрах и гелия, в центрах звезд образуется изотермиче-

*) Строго говоря, как показала Хоинг (1974), даже полностью изолированная «черная дыра» должна быть окружена некоторой энергией. Если окружить «черную дыру» сферической сферой, то через эту сферу будет уходить энергия в виде фотонов, нейтрино и других частиц. Этот поток энергии обуславливает кинетическим явлением рождения частиц в сильном поле тяготения «черной дыры», приходящими в основном из-за недостаточности массы тяготения «черной дыры». Но это излучение является только для «черных дыр» очень малых масс. Если же их масса порядка масс планет, звезд или больше, то убывающая масса, связанная с излучением, пренебрежимо мала. (Прим. ред.)

ской ядро, частично построенное из вырожденного алектронного газа. Начальная масса ядра, возможности его дальнейшего роста как и процесса спокойной эволюции, так и в процессах взрывного типа (испытки сверхновых) приводят к тому, что образуется какой-либо из перечисленных типов неклассических объектов, в зависимости от конечной массы, оставшейся у звезды в процессе ее эволюции.

§ 1. Уравнение состояния вырожденного газа и плотности неклассических звезд

Структура звезд, рассматриваемых в этой главе, основана на квантовом статистическом явлении «вырождения» газа, состоящего из фермионов, т. е. частиц с полуцелым спином (электрон, протонов, нейтронов, глюонов). Явление вырождения газа в свою очередь объясняется принципом Паули, согласно которому в одном квантовом состоянии фазового пространства может находиться не более двух частиц с полуцелым спином. Как хорошо известно, именно на этом принципе основана структура атомов, в которой электроны последовательно занимают все нижние состояния, обеспечивая тем самым все разнообразие их свойств.

Напомним, что квантовым состоянием называется ячейка в шестимерном фазовом пространстве (составленном из трех координат в геометрическом пространстве и трех квантовых импульсов в так называемом импульсном пространстве), объем которой равен h^3 , где h — постоянная Планка. Размерность объема квантовой ячейки есть

$$\Delta V = (\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z) = \left(2 \cdot \frac{cm}{2\pi\hbar} \cdot \frac{cm}{2\pi\hbar} \cdot \frac{cm}{2\pi\hbar}\right)^3.$$

При большой плотности газа на одну квантовую ячейку приходится очень малая доля общего геометрического объема и поэтому для суживания величины фазового объема ячейки, равной h^3 , частота должна занимать большую величину импульсного пространства; это означает, что компоненты импульсов частиц в газе с большой плотностью должны быть велики, независимо от того, какова температура этого газа. Большие значения импульсов приводят к излучению здесь высокого давления, которое, как известно, есть импульс, передаваемый единице по-

вершин за единицу времени. В связи с малой плотностью на одну частицу приходится большой геометрический объем, следовательно, импульсы частиц могут быть любыми и их движение определяется только температурными явлениями.

Если вырожденный газ состоит из не взаимодействующих между собой частиц (или слабо взаимодействующих), то уравнения состояния полностью вырожденного газа найдутся совершенно элементарно. Пусть геометрически объем, занимаемый газом, состоящим из N частиц, есть V . Будем считать минимальный объем сферы с радиусом, равным максимальному импульсу, который имеют частицы в этом газе p_0 ; отсюда полный фазовый объем есть $\frac{4\pi}{3} p_0^3 V$ и число квантовых ячеек в этом фазовом пространстве есть $\frac{4\pi}{3} \frac{p_0^3}{h^3} V$. Поскольку в каждой ячейке помещается

по две частицы (при полном вырождении), то отсюда сразу находим максимальный импульс частицы:

$$p_0 = \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{1/3} \left(\frac{N}{V} \right)^{1/3} h$$

для случая полностью вырожденного электронного газа.

Теперь легко определить и максимальную энергию частицы в вырожденном газе, которую она должна иметь для того, чтобы поместиться на своем «верху» занятого фазового пространства. Для случая нерелятивистской и релятивистской скоростей имеем соответственно

$$\epsilon_F = \frac{p_0^2}{2m} = \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{2m} \left(\frac{N}{V} \right)^{2/3}, \quad (9.1)$$

$$\epsilon_F = cp_0 = \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{1/3} h c \left(\frac{N}{V} \right)^{1/3},$$

где m — масса частицы, c — скорость света. Величины ϵ_F называются энергиями Ферми. Зная энергию частиц, сразу определим и давление вырожденного газа. Имеем для нерелятивистского случая:

$$p = \frac{2}{3} n \epsilon_F \quad (9.2)$$

и для газа, у которого большая часть частиц имеет релятивистские энергии:

$$p = \frac{1}{3} \frac{U}{V} = \frac{1}{4} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{1/3} h c n^{4/3}, \quad (9.3)$$

где n — концентрация частиц (число частиц в единице объема). В случае нерелятивистского газа число частиц часто выражают через плотность массы $\rho = \mu m_p n$, где m_p есть масса протона, а μ — молекулярный вес, приходящийся на одну частицу вырожденного газа. Это же можно сделать и в релятивистском газе, если учесть и «пес» кинетической энергии частиц.

Уравнения состояния (9.1)–(9.3) справедливы для так называемого холодного газа, когда температурными эффектами можно пренебречь. В действительности температура в недрах «неклассических» звезд очень велика. Интересна применимость уравнения состояния полностью вырожденного газа является его сравнение с уравнением состояния идеального невырожденного газа (уравнением Каллеброна). Если давление вырожденного газа много больше, то температурные эффекты имеют характер малых поправок и их влиянием на структуру неклассических звезд можно пренебречь, хотя их влияние на эволюцию этих объектов может быть и существенным.

С другой стороны, при очень высоких температурах даже при большой плотности газа вырождение сводится — это имеет место тогда, когда энергия Ферми (9.1) оказывается меньше средней тепловой энергии частиц.

Тогда эффект частичного вырождения приобретает характер малых поправок, во это явление может, однако оказывать влияние на расчет структуры звезд с вырожденными ядрами. Объекты, которые мы называем здесь неклассическими звездами (вырожденные электронные нейтроны и нейтральные звезды), находятся именно в таком положении, когда эффект квантومеханического вырождения является определяющим.

Уравнения состояния (9.2) — (9.3) в равной мере применимы как к электронам (тогда под m надо понимать массу электрона m_e), так и к нейтронам ($m = m_n$). Правда, при уточнении теории здесь нужно принимать во внимание вторичные эффекты.

Мы рассмотрим здесь эти вопросы очень коротко, пытаясь на подробностях, например, к книге Зельдовича, Полякова (1971).

В вырожденных звездах (белых карликах) давление определяется вырожденным электронным газом, а плотность — газом атомных остатков. Поскольку масса атомных ядер велика (по сравнению с массой электрона), то этот газ не вырожден [см. формулу (9.2)] и его давление мало. Поэтому для расчета структуры вырожденных карликов при не слишком больших плотностях вполне можно пользоваться простым уравнением состояния идеального (т. е. не взаимодействующего) вырожденного электронного газа. Молекулярный вес, приходящийся на один электрон $\mu = \mu_e$, близок к двум, поскольку у наиболее обильных элементов (кроме водорода и гелия) в ядрах примерно равное число протонов и нейтронов, а следовательно, на один электрон приходится две единицы атомного веса.

По мере увеличения плотности начинает проявляться действие ядерных процессов. Энергия электронов становится настолько большой, что оказываются энергетически выгодными процессы поглощения электронов ядрами, сопровождающиеся превращением протонов в нейтроны (обратный бета-процесс). Вещество оказывается обогащенным тяжелыми ядрами с избытком нейтронов. Сначала давление по-прежнему определяется вырожденным электронным газом, но по мере дальнейшего увеличения плотности тяжелые ядра распадаются и образуется смесь нейтрального газа. Наконец при плотностях, сравнимых с ядерной, нейтральный компонент окажется определяющим (протоны и электроны — не больше 5% от полного числа частиц). Уравнение состояния в области постнейтронизации вещества не может быть описано простыми формулами. Более того, оно зависит и от динамики процесса сжатия.

Как уже отмечалось, при ядерной плотности газ становится более однородным — состоянием преимущественно из нейтронов. Здесь, опять в первом приближении, можно пользоваться простым уравнением состояния (8.2), подражая под m массе нейтрона (плотность газа связана с концентрацией нейтронов соотношением $\rho = m n$). Дело в том, что ядерное взаимодействие между нейтронами, особенно на малых расстояниях, велико. Это приводит

к существенным отклонениям давления от того значения, которое получится из уравнения состояния идеального вырожденного газа. Качественно эффект взаимодействия нейтронов приводит к тому, что при плотностях в интервале от 10^{10} до 10^{14} г/см³ появляется доминирующее притяжение частиц, что несколько уменьшает давление; при плотностях в интервале от 10^{14} до 10^{16} г/см³ возникает более существенным отталкивание [давление возрастает быстрее, чем по формуле (9.2)] и, наконец, при плотностях, больших 10^{16} г/см³, опять возникает притяжение между частицами. Кроме того, при этих плотностях часть нейтронов начинает переходить в гиперное состояние. Несмотря на большое число исследований, мы все еще не можем с достаточной уверенностью определить уравнение состояния при больших плотностях. Вероятно, только после создания теории элементарных частиц будет получено достоверное уравнение состояния нейтронного газа.

При этом уравнении состояния логично начинать и интегрировать уравнения гидростатического равновесия и тем самым рассчитать структуру звезды. Здесь это сделать тем более просто, что давление вырожденного газа зависит только (если пренебречь температурными поправками) от плотности газа по полному системе уравнений сразу оказывается избыточной. Вся сложность заключается в определении уравнений состояния.

Детали структуры неклассических звезд мы рассмотрим в следующих параграфах. Здесь же только приводим (рис. 47, на котором неясна зависимость массы неклассической звезды от центральной плотности согласно принятой работе Сакаки и Варгаша (1964)). Во всех более поздних работах получаются аналогичные зависимости, и в качестве примера мы нанесли пунктиром данные

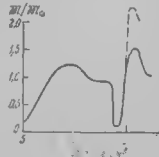


Рис. 47. Зависимость между массой неклассической звезды и плотностью вещества в центре по Сакаки и Варгашу (1964) (сплошная линия) и Камару (1970) (пунктирная линия).

Намерения (1970) для нейтронных звезд. Совершенно очевидно, что при заданном уравнении состояния масса звезды, ее радиус и центральная плотность должны быть однозначно связаны. Для звезд, построенных из вырожденного электронного газа, эта зависимость простая — с увеличением массы растет и центральная плотность. С началом нейтронизации давление падает, и равновесная конфигурация должна иметь меньшую массу. Однако такие состояния неустойчивы и звезда быстро схлопывается до состояния почти полной нейтронизации. После этого опять возникает неустойчивая зависимость — с ростом массы растет и центральная плотность. Образование гиперлопа опять приводит к неустойчивости равновесия. Все части графика рис. 47 с отрицательными наклоном соответствуют неустойчивому равновесию. К сожалению, однако, точность построения кривых рис. 47 еще недостаточна для того, чтобы более или менее точно определять области устойчивого равновесия нейтронных звезд. Нет четкого определения и верхней границы плотности.

Однако самое важное то, что массы и плотности вырожденных звезд вообще имеют верхний предел. При превышении этого предела наступает так называемый коллапс звезд. Наглядно это явление можно объяснить следующим образом.

Рассмотрим звезду, построенную из вырожденного электронного газа и будем мысленно увеличивать ее массу M . Тогда радиус звезды будет уменьшаться, а центральная плотность расти. Гравитационное давление (всё вышеизложенных слов) тоже будет расти примерно как $p \sim \frac{GM^2}{R^4} \sim \mu^{4/3}$, где G — постоянная Ньютона, R — радиус звезды. Пока газ остается нерелятивистским, его давление растет с увеличением плотности как $p \sim \rho^{5/3}$, и, следовательно, при некотором значении плотности наступает состояние равновесия. Но если центральная плотность выросла настолько, что газ стал релятивистским, то его давление растет медленнее ($p \sim \rho^{4/3}$). Равновесие звезды становится безразличным и легко может смениться коллапсом (например, из-за нейтронизации вещества или действия даже слабых релятивистских эффектов).

Прямо, при сжатии релятивистского электронного газа в конечном счете выступает нейтронизация вещества

после достижения некоторой плотности давящие опять уменьшается пропорционально $\rho^{1/3}$, так что в действительности звезда типа белого карлика не коллапсирует полностью. Однако сжатие нейтронной являясь и коллапс не уже, вероятно, ничем нельзя остановить, поскольку теперь нет перехода к уравнению состояния, у которого давление растет быстрее, чем $\rho^{5/3}$ при очень больших плотностях. Скорее, как показывает анализ [см. Зельдович (1961); Зельдович, Новиков (1971)], при сверхвысоких плотностях рост давления с плотностью оказывается еще более медленным, примерно как $p \sim \rho$.

Другая принципиальная особенность коллапса нейтронной звезды связана с тем, что этот коллапс может быть неалл дин в рамках релятивистской теории гравитации, например, общей теории относительности Эйнштейна. По-видимому, его итогом является превращение звезды в совершенно особое образование, так называемую «дыру» в пространстве-времени (см. подробнее § 5). Важно подчеркнуть, что в окрестности «черной дыры», близки $r \approx R_s = \frac{2G M}{c^2}$, силы гравитации стремятся к бесконечности (Ландау, Лифшиц, 1973), между тем как давление вещества при конечной плотности всегда конечно. Поэтому никакое сверхплотное уравнение состояния не может противодействовать релятивистскому коллапсу.

§ 2. Звезды — вырожденные карлики *)

Общие характеристики. Вырожденными карликами принято называть звезды очень низкого светимости ($10^{-3} - 10^{-4} L_\odot$), упругость которых обусловлена давлением вырожденного электронного газа. Поверхностные темп и ятуры их достаточно велики и низкая светимость объясняется малым радиусом этих звезд. Радиусы звезд, построенных из вырожденного электронного газа, не превышают 10^9 см, т. е. сравнимы с радиусом Земли.

Первые вырожденные звезды — белые карлики — были открыты еще в конце XIX в., но объяснить их физиче-

*) Более подробно с теорией и результатами наблюдений выш и з радиус до 1971 г. можно ознакомиться по статьям, принятым и сборнике «Белые карлики» (1975). Отрицание последних лет подытожены в обзоре Гурпны (1975) и Шухова (1975).

скую природу удалось только в 1926 г. после создания квантовой механики.

Вырожденные звезды являются конечным этапом эволюции звезд с не слишком большой массой. В их недрах уже не идут ядерные реакции, со временем они просто остывают. Радиусы белых карликов почти не меняются в процессе остывания — они постоянны (на доли процента) уменьшаются лишь за счет того, что по мере остывания температурные поправки к давлению электронного газа становятся все менее существенными.

Если не учитывать влияние нейтронизации электронного вырожденного газа, то, как было отмечено в предыдущем параграфе, радиусы белых карликов быстро уменьшаются по мере увеличения их массы. Напомним, что это явление связано с медленным ростом давления релятивистского электронного вырожденного газа при увеличении плотности. Этот эффект приводит к появлению верхнего предела для массы вырожденных электронных звезд.

$$\frac{R}{R_\odot} \approx \frac{2.013}{\mu_e} \left(\frac{h c}{\pi k} \right)^{1/2} \frac{1}{(M/M_\odot)^{1/3}} = \frac{5.75}{\mu_e^2} M_\odot^{-1/3}. \quad (9.4)$$

называемого чандрасекаровским пределом. При приближении массы вырожденного карлика к пределу (9.4) его радиус стремится к нулю. Если вырожденная звезда состоит из жидкого углерода, то $M_{\text{ч.у.}} = 50/27$ и $M_{\text{ч.у.}} = 1.25 M_\odot$.

Зависимость радиуса вырожденного карлика от его массы изображена на рис. 48. Загиб кривой на рис. 47, эквивалентный уменьшению массы при $\rho \approx 10^9$ г/см³, связан с эффектом нейтронизации вещества и учетом поправок общей теории относительности. Первый эффект эквивалентен уменьшению давления вещества, второй — увеличению силы гравитационного притяжения. Поэтому при плотностях, больших 10^9 г/см³, вырожденные электронные звезды существовать не могут, в действительная верхняя граница массы нейтронных звезд несколько меньше предела (9.4), но все же на несколько процентов. Области плотностей от 10^9 до 10^{13} г/см³ на графике рис. 47 соответствует неустойчивым решениям. В самом деле, по сколько здесь $\frac{d^2R}{d\rho^2} < 0$, то это означает, что с увеличением плотности уменьшается «сопротивляемость» конфигурации сжатию.

Нижний предел массы реально существующих вырожденных карликов определяется деталями эволюции звезды, в центре которой образовалось плотное ядро — будущего вырожденного карлика. Вероятно, этот предел около $0.1 - 0.2 M_\odot$.

Методы обнаружения вырожденных карликов. Звезды — кандидаты в вырожденные карлики — отбираются

наблюдателями среди небесных объектов малой яркости. Мы считаем, что яркость объекта в видимом спектре. Быстрое давление по небесной сфере типично для карликов, поэтому что оно указывает близость звезды к Солнцу. Цвет вырожденных карликов близок к цвету абсолютно черного тела, что объясняется малой температурой — в атмосферах этих звезд.

Напомним, что в астрономии для определения цвета объекта часто используют яркость звезды в трех областях спектра шириной около 1000 Å: *U* — ультрафиолетовой, $\lambda_{\text{ср}} = 3600$ Å, *B* — голубой, $\lambda_{\text{ср}} = 4400$ Å, *V* — видимой, $\lambda_{\text{ср}} = 5500$ Å. (Точно так же кстати, определяют цвет предметов и человеческий глаз, только наша дисковая система немного сдвинута по сравнению с системой *UBV* в красную сторону, как показано на рис. 49). Фотометрические характеристики объекта определяются двумя отношениями показаний трех датчиков и третьим параметром — яркостью объекта, или, как говорят в астрономии, его звездной величиной. Звездные величины в фильтрах *U*, *B* и *V* пропорциональны логарифмам числа фотопов, регистрируемых в единицу времени соответствующими счетчиками. Цвет объекта можно характеризовать точкой на диаграмме, по осям которой отложены разно-

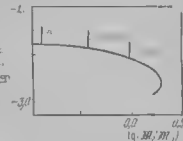


Рис. 48. Зависимость между радиусом и массой вырожденного карлика с $\mu_e \approx 2$ (согласно Острайкеру (1972). Вертикальные черточки показывают положение трех вырожденных карликов с хорошо известными радиусами и массами.

с высокими уровнями линии вообще исчезают. Именно эти особенности спектра, характерные лишь для поверхности очень компактных объектов, доказывают, что мы наблюдаем с выродившихся карликов.

На сегодняшний день достоверно известно около 500 таких объектов. Несколько тысяч звезд отобрано в качестве кандидатов в выродившиеся карлики.

Спектры большинства выродившихся карликов содержат линии водорода (*) (DA-карлики), гелия (DO- и DP-карлики), кальция (DF- и DG-карлики). Здесь первая буква означает звезду-карлик (dwarf), вторая — спектральный класс нормальной звезды, примерно соответствующий системе линий, наблюдаемой в белых карликах. В спектрах некоторых карликов наблюдаются лишь линии, не поддающиеся отождествлению (например, $\lambda 4670 \text{ \AA}$ или $\lambda 4135 \text{ \AA}$). Однако 10% белых карликов, отобранных стандартным способом, вообще не содержат линий в спектре (DC-карлики). Сразу же подчеркнем: строго говоря, в таком случае нет доказательств, что мы имеем дело с выродившимися карликами. Более вероятно, среди поточков, занесенных в списки DC-карликов, присутствуют объекты, ничего общего не имеющие с выродившимися звездами, например, «короны» вокруг «черных дыр». К этому вопросу мы вернемся в § 5. Пока отметим лишь, что высокая степень концентрации DC-карликов к чернотеловой кривой свидетельствует в пользу того, что подавляющее большинство этих объектов действительно является выродившимися карликами, у которых по каким-то причинам не видны линии. Прочими эти до сих пор не удалось установить с достоверностью. Возможно, отсутствие линий в спектрах DC-карликов обусловлено резким дефицитом водорода у таких звезд. Другой возможностью является существование на их поверхности сильных магнитных полей, расширяющих линии из-за эффекта Зеемана настолько, что они вообще исчезают.

*) Напомним, что содержание водорода в недрах выродившихся карликов менее 0.01%. Ответ на вопрос, какими образом водород попадает на поверхность этих объектов, до сих пор не ясен. Возможно, это остаток оболочки звезды — «спиральщицы», возможно, по крайней мере в некоторых случаях, причиной является излучение на поверхности выродившихся карликов межзвездного газа

Магнитные поля выродившихся карликов. Если бы выродившийся карлик образовался путем быстрого сжатия, то главной последовательности, то поверхность его магнитного поля и излучение было бы получено почти сразу. Для этого достаточно знать величину начального поля и воспользоваться условием инвариантности магнитного поля и поверхности звезды, соответствующим требованию сохранения магнитного потока через поверхность звезды: $H \cdot H (R/R_1)^2$ где H и H_1 — начальные и конечные радиусы звезды. Величина магнитного поля на поверхности обычных звезд колется от 1 эс (Солнце) до 10 (Архзвезды). Учитывая, что $(R/R_1)^2 \approx 10^4$, имеем: $H_{\text{ка}} \approx 10^4 \div 10^5 \text{ эс}$.

И для гравитации однако выродившиеся карлики не образуются путем простого сжатия звезды главной последовательности. Есть основания считать (см. главу VIII), что они представляют собой остывающие ядра красных гигантов; величина магнитного поля внутри этих ядер неизвестна. Поэтому существующая теория способна привести лишь к качественному выводу: выродившиеся карлики могут обладать большими магнитными полями. Для количественного определения величин поля необходимо проводить специальные наблюдения.

Известны два метода обнаружения магнитных полей у выродившихся карликов: влияние на линии эффекта Зеемана и поляризованное излучение в непрерывном спектре.

Обычный (длинноволновый) эффект Зеемана в течение семидесяти лет у нескольких десятков DA-карликов. Эффект был найден обнаружен лишь у одной ($H \approx 5 \cdot 10^5 \text{ эс}$). По-видимому, величина поля на поверхности большинства из них меньше 10^5 эс . Высокие значения поля не являются магнитного поля, а не тем, что линии в спектрах выродившихся карликов чрезвычайно широки, поэтому обнаружить их разрешено можно лишь в случаях, когда поля очень сильны.

Недавно появилось сообщение, что удалось зарегистрировать зеемановское распределение у одного из peculiarных выродившихся карликов (линия $\lambda = 4670 \text{ \AA}$). Соответствующее магнитное поле составляет $3 \cdot 10^6$. Однако этот факт нельзя считать твердо установленным, потому что линия $4670 \text{ \AA}$ пока не удалось отождествить.

У вырожденных картинок с полыми, превосходящими 10^8 эв, можно надеяться зарегистрировать квадратичный эффект Зеемана, зависящий от регулярного смещения линий. Проведенный разными авторами анализ показывает, что, по-видимому, у большинства ДА-картинок этот эффект отсутствует и, следовательно, напряженность поля на их поверхности меньше 10^8 эв.

Если напряженность поля превосходит $3 \cdot 10^8$ эв, квадратичный эффект Зеемана очень силен и линии должны быть сильно смещены и размыты. Отождествить их в таком случае практически невозможно. Зато при таких напряжениях должна возникать круговая поляризация излучения в перпендикулярном спектре. Поляризация возникает потому, что условия расщепления света зависят от величины магнитного поля, если частота атомных тропов не слишком мала по сравнению с частотой световой волны.

В середине 1975 г. круговая поляризация была надежно зарегистрирована у семи вырожденных картинок. Все они имеют либо спектр с незначительными линиями, либо вообще лишены линий. У некоторых из этих картинок одновременно с круговой поляризацией наблюдается и значительная линейная поляризация. Один объект показывает строго периодическое изменение степени поляризации со временем. По-видимому, это изменение обусловлено вращением звезды; соответствующий период равен 32 часам. Зависимость степени поляризации от длины волны чрезвычайно крутая и не поддается пока теоретической интерпретации. Оценка напряженности магнитного поля в рамках различных (часто конкурирующих) моделей приводит к величинам порядка 10^6 – 10^8 эв. За подобностями отсылаем к обзору Шулова (1975), а также к работе Сазоновой и Черномордника (1975).

Перемещение вырожденных картинок. В шестидесятых годах многие астрономы полагали, что излучение вырожденных картинок меняется с частотой, равной частоте свободных колебаний этих звезд. Эти колебания, в зависимости от плотности звезды, лежат в диапазоне от $0,5$ до $0,01$ эв. Сейчас ясно, однако, что свободные колебания картинок должны быстро затухать в потоке наблюдаемых перемещений этих объектов, вероятно, обусловленных другими причинами.

Мы не будем останавливаться на всех типах перемещения вырожденных картинок и всех возможных механизмах возникновения этой перемещенности, отсылаям интересующихся к обзору Чуприпы (1973). Отметим лишь, что амплитуда перемещенности, как правило, невелика ($\Delta\lambda \approx \approx 0^{\circ},101$ – $0^{\circ},4$) и что, по-видимому, она связана не с процессами внутри вырожденных картинок, а с процессами на их поверхности или в их окрестности. Соответственно, перемещенность чаще регистрируется у вырожденных картинок, входящих в тесные двойные системы с газовыми потоками между компонентами. Так, наблюдаемая время от времени квазипериодическая перемещенность подобных объектов от 10 до 100 сек, вероятно, обусловлена возникновением горячих пятен в восточной, перетекающей от нормального компонента на карлик (*). Вращение этих пятен по орбите вокруг вырожденного карлика может создавать эффект квазипериодического изменения блеска объекта. Когда «пятно» падает на объект или рассасывается, перемещенность исчезает.

Один из немногих объектов со стабильной на протяжении десяти лет наблюдаемой частотой — бывшая Новая DQ Геркулеса 1934. В настоящее время блеск объекта и меняется с периодом, равным строго 71 сек. В конце 1974 г. было выдано объяснение этому факту. Именно, удалось обнаружить, что вспышки DQ Геркулеса поляризованы, причем вектор поляризации поворачивается на 180° в течение 142 сек. По-видимому, перемещенная составляющая свечения этой звезды определяется излучением из областей, близких к магнитным полюсам белесого карлика, вращающегося с периодом 142 сек. Вероятно, здесь светится газ, перетекающий на вырожденный карлик от звезды — нормального компонента пары и разрываемый при падении. Аккреция происходит перпендикулярно вдоль магнитных силовых линий в полярные области. Магнитные ось наклонена к оси вращения и поэтому область свечения то падает на луч зрения к Земле

* В настоящее время известно шесть одиночных белых карликов, у которых зарегистрированы перемещения в диапазоне 100 – 1000 сек. Правда, во всех случаях зафиксировано. Подозревают, что обнаруживать такую вспышку — довольно трудная задача, связанная с тем, что блеск картинок, обладающих очень пырными линиями, почти не

ле, то уходит с него с частотой вращения. Еще раз подчеркнем, что данных наблюдений пока недостаточно для построения окончательной модели.

Вспышки новых звезд. Следует подчеркнуть, что случай IQ Геркулеса — не единственный, когда выроджденные карлики оказываются на том месте, где когда-то наблюдалась вспышка новой звезды. Более того, есть все основания полагать, что именно выроджденные карлики ответственны за эти вспышки. Необходимо лишь, чтобы такой карлик входил в тесную двойную систему, где нормальный компонент интенсивно горит веществом.

Развитие событий представляется следующим образом: протекающее вещество скапливается на поверхности выроджденного карлика до тех пор, пока в нижних слоях «подушки» не начинается вырождение. Вещество нормальной звезды состоит главным образом из водорода, поэтому в основании «подушки» идут термоядерные реакции. Но до тех пор, пока «подушка» не выроддится, действует отрицательная обратная связь или «саморегулировка»: резкое внезапное ускорение темпа ядерных реакций приводит к повышению температуры газа, расширению «подушки», падению температуры и, соответственно, уменьшению темпа реакций. В выроджденном веществе повышение температуры не приводит к его расширению (в нем давление определяется ферми-пиндуловым электроном, т. е. исключительно плотностью газа). Возникает «положительная обратная связь»: повышение температуры ведет к ускорению темпа ядерных реакций, а те в свою очередь увеличивают температуру. Итог — взрыв, в ходе которого за несколько секунд выделяется энергия столько же, сколько наше Солнце излучает за 10^4 лет!

Происхождение и эволюция выроджденных карликов. Прямой полной эволюции звезды с массой меньше солнечной превосходит возраст Галактики. Большинство выроджденных карликов имеет массы, равные $0,4 \div 0,9 M_{\odot}$. Следовательно, они сформировались в недрах больших массивных звезд, а потом как бы «вылупились» из них.

В главе VIII описано формирование выроджденных ядер в центре массивных звезд на стадии красного гиганта. При этом внешняя часть звезды раздувается и покидает доля ее вылетучивается.

В двойных системах потерять разреженную оболочку легко: частично ее захватывает соседняя звезда, частично она развевается перемонным гравитационным полем двойной системы. Как происходит потеря оболочки у одиночных красных гигантов, пока не вполне ясно. Возможно, при этом образуются планетарные туманности: быть может, происходит непрерывное истечение. Значимость между массой выроджденного карлика и массой первоначальной звезды пока установить не удалось. Известно лишь, что конечные массы выроджденных звезд, как правило, в несколько раз меньше начальной массы звезд.

Открытия последних лет показывают, что очень массивным звездам не удается потерять так много вещества,

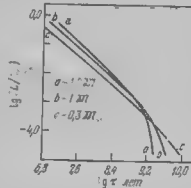


Рис. 51. Зависимость светимости выроджденных звезд от времени их охлаждения согласно Острайтеру (1972). Забита кривая в правой части связана с рис. 1, а кривая в левой части — с рис. 2.

чтобы масса остатка оказалась меньше чандрасекровского предела. Массивные объекты превращаются в нейтронные звезды и «черные дыры». В настоящее время не известно, чему равно критическое значение массы звезды, «разгравливающее» превращение в нейтронные звезды и «черные дыры. Известно лишь, что эта величина различна для одиночных звезд и для звезд, входящих в двойные системы.

Можно думать, что для одиночных звезд критическая масса $M_{\text{кр}} = 2 \div 4 M_{\odot}$, а для компонентов двойных еще больше. Таким образом, по крайней мере 95% всех звезд заканчивают свою эволюцию превращением в выроджденный карлик.

Но лишь очень малая часть таких карликов доступна наблюдениям, ибо большинство из них является не «белыми», а «красными» или «черными» карликами.

Результаты расчетов остывания выроджденных карликов различной массы приведены на рис. 51. Обращает на

себя влияющие связи в правой части кривых. Он связан с гравитационной кристаллизацией вещества вырожденных карликов при падении их температуры. По порядку величины температуру вычисления сверхплотного вещества можно оценить из формулы

$$T \approx (10^2 \pm 10^3) \rho^{1/3} \text{ эВ} \approx 10^8 \text{ К},$$

где e — элементарно-переносимый заряд, ядер. Отсюда ясно, что жидкий карлик с умеренной плотностью $\rho \approx 10^6 \pm 10^7 \text{ г/см}^3$ может кристаллизоваться при температуре ядер около 10^8 К . В ходе дальнейшей остывания температура вырожденного карлика может оказаться ниже так называемой добавочной температуры кристаллической решетки. При этом теплотоксид звезды согласно квантовой механике начнет круто падать (при $T < T_{\text{дв}}$ теплотоксид $C \sim T^3$).

Конечно, расчеты добавочной стадии охлаждения пока чрезвычайно грубы. В то же время стоит подчеркнуть, что вырожденный карлик никогда не может охладиться до температуры, близкой к абсолютному нулю. Это связано с тем, что вырожденный карлик представляет собой глубокую гравитационную яму. После приращения собственной активности карлика на него начинает падать межзвездное вещество. Соответствующий прирост достаточно для поддержания температуры поверхности карлика на уровне $500-1000 \text{ К}$.

Коллapse вырожденных карликов и взрывы сверхновых. В двойных системах перетекание вещества может быть настолько мощным, что оно способно за космологический срок (10^9 лет) заметно увеличить массу карлика. Правда, часть вещества, по-видимому, «отторгается» при испускании пульсаров. Но такая потеря, что оставшейся части достаточно для того, чтобы ее взрывом масса вырожденного карлика достигла чандрасекаровского предела. Тогда немедленно произойдет взрыв сверхновой и карлик скачком превратится в нейтронную звезду.

В самом деле, из графика рис. 47 видно, что нет непрерывного перехода между вырожденными и нейтронными звездами — в области центральных плотностей от $\rho_1 \approx 10^9 \text{ г/см}^3$ до $\rho_2 \approx 10^{14} \text{ г/см}^3$ нет устойчивых конфигураций. Поэтому переход через эту область может быть только скачкообразным ($\Omega = \text{const}$, $\rho_1 \approx 10^9 \rightarrow \rho_2$).

$\approx 10^{13} \text{ г/см}^3$; $R_1 \approx 10^8 \text{ см} \rightarrow R_2 \approx 10^6 \text{ см}$) с выделением большого количества гравитационной энергии

$$\Delta E \approx G M^2 \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \approx 10^{53} \text{ эрг}. \quad (9.5)$$

По-видимому, этот переход и представляет собой вспышку сверхновой.

§ 3. Нейтронные звезды и пульсары

Общие характеристики. Как следует из расчетов, нейтронные звезды должны иметь радиус около 10^6 см , массу в 1,4 раза $1.2 M_{\odot}$ и центральную плотность в интервале $10^{14}-10^{16} \text{ г/см}^3$; только при этих условиях конфигурация, построенная из вырожденного нейтронного газа, оказывается устойчивой. Таких значений пределов основных параметров нет, поскольку до сих пор нет уверенного определения устойчивости состояния нейтронного, а точнее, барионного ядра.

Масса, радиус и центральная плотность находятся из решения уравнений гидростатического равновесия для уже сформировавшейся звезды. Ее температура, скорость вращения и величина магнитного поля влияют как от радиуса, так и от характера дальнейшей эволюции нейтронной звезды.

Сразу после образования нейтронная звезда имеет температуру поверхности порядка 10^8 К . Затем температура уменьшается, но не очень быстро. Хотя электропроводность нейтронного вещества велика, но площадь поверхности нейтронной звезды мала и поэтому остывание идет не за счет нейтронного излучения, а за счет излучения нейтронной звезды.

Лишь через 10^5-10^6 лет, когда температура поверхности опустится ниже 10^6 К , фотонное охлаждение с поверхности начинает преобладать над нейтринным и лучевым недром.

О состоянии вращения и величине магнитного поля можно судить по наблюдаемым пульсарам. Начальные периоды вращения нейтронных звезд, вероятно, порядка 10^{-3} сек , затем они быстро увеличиваются и большая часть нейтронных звезд вращается с периодом порядка секунд. Магнитные поля нейтронных звезд на их поверхностях,

вероятно, порядка 10^{11} — 10^{18} эрстед. Намагничиваются ли они в процессе эволюции — пока не ясно.

Объяснение быстрого вращения нейтронных звезд и появление здесь очень сильных магнитных полей особых трудностей не вызывают. В самом деле, быстрые скатки к состоянию нейтронной звезды при условии хотя бы частичного сохранения момента вращения и магнитного потока неизбежно приводят к быстрому вращению и появлению сильных магнитных полей.

Структура нейтронной звезды. Детальные расчеты позволили построить и количественные модели структуры нейтронных звезд разных масс (см. Зольдатов, Новиков, 1971; Гинзбург, 1971; Дайсон, тер Хаар, 1973). Общими для всех моделей являются следующие характерные черты. В центре звезды имеется гиперное ядро, которое, причем, наверное, отсутствует у нейтронных звезд малых масс. Далее имеется слой нейтронной жидкости, обладающей сверхтекучими свойствами. Здесь же имеется и примесь протонов, которая придает этому слою и свойства сверхпроводимости.

Напомним, что свойства сверхтекучести и сверхпроводимости возникают тогда, когда между частицами с полуспином спинным, энергия которых близка к энергии Ферми, имеется некоторая притягивающая, объединяющая их в пары с общим целым спином. Это приводит к взаимности кванта бозе-конденсации этих пар, т. е. к тому, что при движении частицы перестают обмениваться энергией при столкновении. В нейтронно-протонной жидкости критическая температура появления сверхтекучести порядком или несколько меньше энергии ядерного взаимодействия, т. е. $\sim 10^{10}$ К. Критическая температура сверхпроводимости на порядок меньше, т. е. около 10^8 К, поскольку притяжение между протонами отчасти компенсируется их кулоновским отталкиванием. Температура в недрах нейтронной звезды опускается ниже критической, по-видимому в течение первых нескольких дней после ее рождения.

В верхних слоях нейтронной жидкости появляется примесь атомных ядер, переобогатившихся нейтронами, т. е. состоящих из относительно малого числа протонов и существенно большего числа нейтронов. Ближе к поверхности ядер больше и они ближе по соотношению между протонами и нейтронами к обычным ядрам.

Еще выше расположена твердая кора, состоящая уже из обычного вещества, т. е. из атомных ядер и электронов. То, что наружные слои нейтронных звезд твердые, следует из формулы (9.6), которая применима и в этом случае. Здесь плотность вещества $\rho \approx 10^{16}$ г/см³, величина λ порядка 10^{-20} и поэтому температура плавления оказывается выше 10^{14} К — вероятной температуры поверхности нейтронных звезд, возраст которых превосходит неделю.

У нейтронных звезд разных масс неметен относительная толщина каждого слоя, но в общих чертах их структуры аналогичны.

Существование твердой коры на поверхности нейтронных звезд может приводить к явлениям, аналогичным тем, которые происходят с твердой корой Земли, т. е. к появлению неровностей, трещин, «вулканизма», «звездотрясений». Этих эффектами, в частности их влиянием на период вращения, было уделено довольно много внимания (см., например, Дайсон, тер Хаар, 1973). Возможно, что наблюдаемые собой в изменении периода вращения пульсара в созвездии Паруса объясняются «звездотрясениями». В самом деле, появление трещин или других изменений структуры твердой коры, вероятно, связано с уменьшением ее момента инерции, что в силу сохранения полного момента вращения должно приводить к увеличению угловой скорости.

Впрочем, по-видимому, явление «звездотрясений» оказалось редким, поскольку пока собой в изменении периода вращения наблюдались лишь у двух самых молодых пульсаров (в Парусе и «Грибке»), причем в последнем случае, вероятно, эти собой связаны с перестройкой магнитосферы.

Магнитные поля нейтронных звезд. Как уже отмечалось, появление пульсаров предполагает, что на поверхности нейтронных звезд должны быть сильные магнитные поля. Структура магнитных полей внутри нейтронных звезд неизвестна и, вероятно, эта структура определяется условиями образования нейтронных звезд.

Несколько больше можно сказать о роли магнитного поля на поверхности нейтронной звезды и в ее магнитосфере. Прежде всего логично отметить, что при $B \approx 10^{11}$ — 10^{13} эс плотность энергии магнитного поля соответствует плотности массы до 100 г/см³. В такой сильном поле структура вещества оказывается необычной (см.

Кадомен, Кудрявцев, 1971). Атомы уже имеют не сферическую форму, а сильно вытягиваются вдоль магнитного поля. В самом деле, в магнитном поле радиус вращения электрона $r_{\text{и}} \approx \frac{2,6 \cdot 10^{-4}}{B^{1/2}}$ см и поэтому диаметр «атом-иглолки» в магнитном поле вблизи поверхности нейтронной звезды составляет 10^{-10} см при ее длине, соответствующей обычной величине борновского радиуса 10^{-8} см.

У таких «атомов» толщюе большой квадратный момент, что обеспечивает очень сильное притяжение между ними. Это приводит к особой структуре твердой поверхности нейтронной звезды, в частности, к тому, что ее средняя плотность оказывается порядка 10^4 г/см³ даже в том случае, если составляющие ее атомные ядра обычно по содержанию нейтронов и протонов. Эта кора испаряется или риварушается электрическим полем лишь с большим трудом, что может быть весьма существенно для теории пульсаров (Гиллбурт, Усов, 1972).

Вне твердой поверхности нейтронной звезды магнитное поле образует магнитосферу. В первом приближении часто принимается, что магнитное поле имеет дипольный характер и этим определяется форма магнитных силовых линий. Ось магнитного диполя не совпадает с осью вращения звезды.

Магнитное поле врывается вместе с нейтронной звездой. В вакуумном приближении, т. е. в том случае, когда можно пренебречь ролью плазмы около нейтронной звезды, вместе с ней вращаются замкнутые магнитные силовые линии, расположенные внутри светового цилиндра радиус которого равен $cR/2\pi$, где P — период вращения. Часть магнитных силовых линий, концы которых находятся вблизи магнитных полюсов, разомкнуты и пересекают световой цилиндр; двигаясь вдоль них, частицы плазмы могут уходить на бесконечность.

Если же плотность плазмы в окрестности нейтронной звезды достаточно велика, то условие короткотики нейтронной звезды и ее магнитного поля выполняется до квази-сферической поверхности, на которой плотность энергии магнитного поля сравнивается с полной плотностью энергии плазмы. В силу условия изоморфности в области короткотики вместе с магнитным полем вращается и плазма. Здесь магнитные силовые линии также замкнуты. В

области короткотики магнитные силовые линии могут быть разомкнуты.

Пока не существует четких представлений о процессах, происходящих в магнитосферах нейтронных звезд, хотя их изучение очень важно для интерпретации явления пульсаров, к которым мы сейчас и перейдем.

Радиопульсары. Драматическая история открытия пульсаров хорошо известна — в частности, гипотеза была подвержена, что обнаружены сигналы внеземных цивилизаций — «маленьких зеленых человечков» (см. лекцию при вручении Нобелевской премии Хьюшу (1975) — руководителю группы, открывшей их и др.). Вскоре, однако, стало ясно, что эти естественные тела и почти сразу же Годд (1968) предположил отождествить пульсары с вращающимися нейтронными звездами и предсказал плавное увеличение периода со временем, а также существование очень коротких периодов.

К концу 1975 г. было известно уже около 150 радиопульсаров, расположенных на расстояниях от 50 до 3000 пс от Солнца. Замечена концентрация пульсаров в галактической плоскости.

Мощность излучения пульсаров в радиодиапазоне сильно варьируется, но в общем она порядка $10^{27} - 10^{30}$ эрг/сек. Излучение наблюдается в виде импульсов шириной от 2 до 100 мсек, следующих через регулярные промежутки времени. Сами импульсы неправильной формы, изменяются по амплитуде и могут пропадать, четко выражены лишь период повторения импульсов. В среднем этот период около секунды; наиболее короткий из известных периодов равен 0,033 сек («Краб»), наиболее длинный — 3,74 сек.

Импульсы генерируются одновременно на всех наблюдаемых частотах, но их спектры довольно крутые — быстро спадают с ростом частоты. На частотах, больших 10^4 Мгц, излучение пульсаров наблюдается редко. С низкочастотной стороны регистрация спектров ограничена условиями наблюдений (влияние ионосферы), но похоже, что реальный спектр излучения пульсара имеет максимум где-то в районе 10^6 Мгц с быстрым спадом в области низких частот.

У импульсов радиопульсаров наблюдается сложная тонкая структура, меняющаяся с разными периодами (не-

рпеды второго класса), отдельные субимпульсы и предимпульсы, сложная поляризация. Исследования этих эффектов важны для понимания механизмов излучения пульсаров, но в рамках настоящей книги, посвященной преимущественно вопросам теории эволюции и происхождения звезд, мы не имеем возможности на этом останавливаться.

Следует также отметить, что пульсары дают богатый материал по исследованию свойств межзвездной среды. Наблюдение импульсов при прохождении их через межзвездную плазму, связанное с запаздыванием по фазе на разных частотах, дает наиболее эффективный метод определения электронной концентрации в межзвездной среде, учит же фарадеевского вращения поляризации импульсов дает оценки магнитного поля.

Теоретические модели радиопульсаров. Согласно современным представлениям импульсное излучение пульсара объясняется тем, что электромагнитное излучение генерируется преимущественно вдоль направления магнитного поля и поэтому можно наблюдать лишь радиополучение полярных областей (рис. 52)*. Появление импульса соответствует попаданию на луч зрения части конуса излучающей области. Таким образом, наблюдаются в виде пульсаров лишь те нейтронные звезды, для которых луч зрения близок к поверхности конуса, описываемого осью магнитного диполя.

Наблюдаемое вековое увеличение периода повторения импульсов означает, что вращение пульсара замедляется, т. е. он должен терять энергию. Формула кинетической энергии вращения:

$$E_{\text{вращ}} = \frac{1}{2} I \Omega^2 \approx 0.1 M R^2 (2\pi/P)^2. \quad \text{Отсюда находим мощность потерь энергии вращения:}$$

$$\frac{dE_{\text{вращ}}}{dt} \approx -2 \frac{E_{\text{вращ}}}{P} \frac{dP}{dt} \approx -4 \frac{2\pi R^2}{P^3} \frac{dP}{dt}, \quad (9.7)$$

где $\frac{dP}{dt}$ — наблюдаемое увеличение периода. Оказалось, что у известных пульсаров величина потерь энергии может

* Впрочем, пока нельзя исключить, что у ряда пульсаров диаграмма излучения не «карташопная», а «вспрыгивающая».

быть очень большой, вплоть до 10^{38} эрг/сек для пульсара в Крабе. Это означает, что в радионаправлении теряется лишь ничтожная часть энергии пульсаров и анализ механизмов излучения пульсаров не очень существен для исследования эволюции пульсаров. Поэтому ограничимся

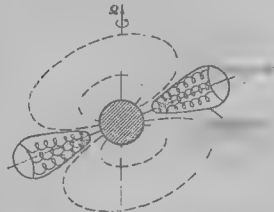


Рис. 52. М — пульсар на расстоянии ρ от наблюдателя. Область излучения в полярных районах («карташопная» диаграмма).

лишь краткими замечаниями. Обзор электромагнитических проблем содержится в статье Гинзбурга и Железняка (1977).

Большая мощность излучения ($\sim 10^{38}$ эрг/сек) на таких частотах ($\sim 10^8$ см) при малом размере источника ($\sim 10^6$ — 10^8 см) означает, что яркостная температура очень велика, до 10^{23} К. Поэтому излучение в радиодиапазоне должно быть связано с коллективными механизмами либо с действием когерентных механизмов молекулярного типа, либо с плазменными неустойчивостями, обеспечивающими раскачку колебания (см. Кардан, Цытович, 1973), либо, что, напротив, менее вероятно, с единичными механизмами, в которых излучают не отдельные частицы, а макроскопические токи, так же как и асимметричные роторы. Было предложено несколько различных механизмов радиополучения пульсаров, но все они встречаются с разными трудностями.

Вернемся к вопросу о потерях энергии вращения. Если пренебречь влиянием окружающей плазмы, то энергия вращения теряется благодаря магнито-дипольному излучению вращающегося магнитного поля пульсаров. Величина потерь определяется формулой

$$\frac{dE_{\text{м. в. в.}}}{dt} \approx - \frac{2}{c} \frac{B^2 R^6}{c^3} \left(\frac{2\pi}{P} \right)^4, \quad (9.8)$$

Именно эту формулу используют для оценки магнитного поля пульсара B путем сравнения формул (9.7) и (9.8), поскольку остальные величины, входящие в эти формулы, считаются известными из расчетов (R , $\mathfrak{R}$) или из наб-

людевший $\left(P, \frac{dP}{dt} \right)$. Действительно, при $B \approx 10^{10} - 10^{12}$ эс магнито-дипольное излучение обеспечивает наблюдаемые потери энергии. Существенную неопределенность вносит учет роли околонульсарной плазмы. Частота магнито-дипольного излучения равна частоте вращения, т. е. $2\pi/P$, и поэтому она много меньше плазменной частоты околонульсарной плазмы. Как известно, в этом случае погонье электромагнитного излучения не возникает. В те же время мощность излучения здесь настолько велика, что оно может «протеснить» плазму вследствие нелинейных эффектов и тогда излучение все же генерируется и уходит от пульсара.

Есть и другая возможность. Плазма около пульсара вероятно, находится в турбулентном состоянии. Тогда здесь возникает анизотропная вязкая электропроводность и энергия вращения пульсара теряется не на магнито-дипольное излучение, а расходуется на джоулевы потери в скин-слое, окружающем пульсар и область короткотиши околонульсарной плазмы и магнитного поля (Каллаи, Литвич, Эдман, 1974). О роли разных механизмов потери энергии вращения можно было бы судить по данным наблюдений второй производной периода вращения.

В самом деле, пусть потеря вращательной энергии описывается зависимостью

$$\frac{dP}{dt} = \text{const } P^{-n}, \quad (9.9)$$

В случае магнито-дипольных потерь имеем $n = 3$, как это следует из сравнения (9.7) и (9.8).

Наблюдаемые значения периода P , его первой

и второй производной $\frac{d^2P}{dt^2}$ связаны соотношением, легко получающимися из (9.9):

$$n \left(\frac{dP}{dt} \right)^2 = P \frac{d^2P}{dt^2}, \quad (9.10)$$

что позволяет определить из наблюдений значение показателя n . К сожалению, данные наблюдений еще недостаточны.

У пульсара в Крабовидной туманности, для которого $\frac{d^2P}{dt^2}$ определяется с наибольшей точностью, величина параметра n оказалась меняющейся между 2 и 3. Возможно, что это явление можно объяснить нерегулярными изменениями характера магнитного поля в магнитосфере. В те периоды, когда $n \approx 3$, магнитное поле имеет характер дипольного, а при уменьшении n его структура оказывается более радиальной. По-видимому, здесь происходит выбросы околонульсарной плазмы, время от времени накапливающейся в магнитных ловушках и несколько радиализующей при этом магнитосферу пульсара. Действительно, оптические наблюдения показывают, что в Крабовидной туманности через промежуток времени порядка трех месяцев появляются так называемые «выпрыски» — выбросы облоков плазмы с магнитным полем и релятивистскими частицами, уходящими от пульсара со скоростью до 0,1 скорости света. Как правило, одновременно с этим явлением наблюдается скачок показателя n от значения, близкого к 2, к значению, близкому к 3, что можно рассматривать как подтверждение вышеописанной гипотезы.

Вобщем пульсар в Крабовидной туманности — молодых отношений уникален. Прежде него это самый молодой пульсар из известных в настоящее время. Он образовался в 1054 г. во время вспышки сверхновой, зарегистрированной в китайских хрониках. Выброс пульсара известен из наблюдений по увеличению периода определяется также время торможения $t = \frac{1}{2} P \left(\frac{dP}{dt} \right)^{-1}$, и все эти определения оказались в разумном согласии.

Пульсар в Крабовидной туманности также уникален в том отношении, что он одновременно излучает во всех диапазонах, доступных наблюдениям современными средствами, включая область гамма-квантов. Нисестен существенно сходство между формой импульса в разных диапазонах (рис. 53), хотя, как и следовало ожидать, на разных частотах импульсы должны расширяться за счет дисперсии в околопульсарной или межзвездной плазме.

Мощность излучения пульсара Крабовидной туманности на высоких частотах (в рентгеновском диапазоне) граничит с мощностью потерь энергии вращения. В данном случае исследование механизмов излучения позволило бы лучше понять и всю энергетiku пульсара. К сожалению, успехи здесь очень невелики. Обычно рентгеновское излучение приписывается синхротронному механизму, но трудно понять, как здесь образуется огромное количество частиц с энергией в сотни $M_e c^2$, высвечивающихся за 10^{-5} сек. Возможно, что здесь также большую роль играет неустойчивость плазмы в сильном магнитном поле, приводящей к турбулентации плазмы и связанным с этим эффектом статистическому ускорению (Каплан, Цытович, 1973). Альтернативные объяснения используют механизм ускорения частиц индуцированным электрическим полем, связанным вращением магнитного поля (Ганн, Острикер, 1970—1971).

В оптическом диапазоне пульсар в Крабовидной туманности наблюдается как звезда с непрерывным спектром и видимой величиной $16^m,5$. Она изучается уже больше полувека. Этот пульсар был бы давно открыт, если бы комунибудь пришла в голову мысль наблюдать его через стробоскоп. Но предположение о том, что излучение звезды может быть прерывным с частотой в 30 гц, несомненно, сочли бы за «бесуммное» идею.

Рентгеновские пульсары. Сразу же после открытия радиопульсаров было обращено внимание на то, что все они одиночные звезды, между тем как подавляющее большинство обычных звезд входит в кратные системы. Известных к 1975 г. 120 радиопульсаров только один входит в состав двойной системы. Объяснение этого явления заключается в следующем (Шварцман, 1971а). Пусть нейтронная звезда входит в состав двойной системы. Тогда она будет наблюдаться как радиопульсар только в том

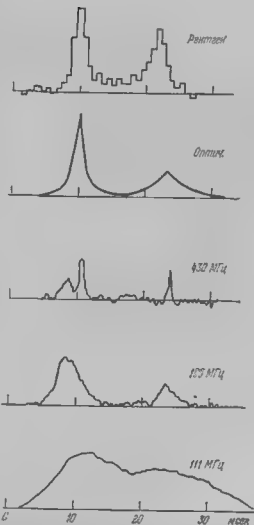


Рис. 53. Усредненный профиль импульса пульсара в Крабовидной туманности (PSR 0532) в рентгеновском, оптическом и радиодиапазонах.

случае, если со стороны второй звезды пары не будет потока вещества, падающего на нейтринную звезду. Даже слабый звездный ветер от второго компонента, истекающий на нейтринную звезду, подавит эжекции вещества с поверхности нейтринной звезды и повлечет ее излучение в радиодиапазоне — частицы не будут больше уходить от нейтринной звезды и ускоряться в ее индуцированном электрическом поле.

Радиопульсар в двойной системе может существовать лишь на начальном этапе, когда мощности эжекции с поверхности быстро вращающейся нейтринной звезды больше, чем аккреция на нее частиц звездного ветра, выброшенного второй звездой. Затем из-за замедления вращения эжекция падает и постепенно сменяется аккрецией. Характерное время смены эжекции на аккрецию зависит от параметров двойной системы и примерно равно 10^5 лет. После начала аккреции на месте радиопульсара должен возникнуть рентгеновский источник, интенсивность которого будет меняться с переменным периодом (Шварцман, 1971а). И в 1971 г. действительно были открыты предсказанные теорией рентгеновские пульсары, являющиеся компонентами тесных двойных систем^{*)}.

Главная особенность рентгеновских пульсаров заключается в том, что они излучают гравитационную энергию падающего на нейтринную звезду газа, а не энергию вращения. Схема происходящих здесь явлений изображена на рис. 54. Вещество, выброшенное с неппульсарного компонента, образует сначала диск вокруг нейтринной звезды из-за сохранения момента вращения. Затем вследствие турбулентного или магнитного трения в этом диске происходит перераспределение моментов (см. подробнее следующий параграф) и вещество оседает на поверхности нейтринной звезды. Однако магнитное поле препятствует аккреции на всю поверхность нейтринной звезды и поэтому поток вещества идет преимущественно в полярные области. Поток вещества ускоряется гравитационным полем, сжимается магнитным каналом и аккрецирующий

^{*)} На возможность модуляции излучения нейтринной звезды, находящейся в состоянии аккреции, периодом ее вращения, обратили внимание Амиэль и Гуссман (1963) за год до открытия радиопульсаров.

га разогревается. Возникает рентгеновское излучение, вероятно, тепловое по природе, которое тоже, идет преимущественно вдоль магнитной оси нейтринной звезды. Хотя не совсем ясно, какая здесь возникает диаграмма направленности излучения, но общая картина явлений, видимому, объясняется такой схемой.

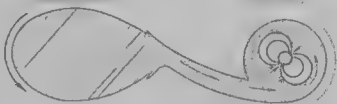


Рис. 54. Схема аккреции на нейтринную звезду в двойной системе, приводящей к феномену рентгеновского пульсара.

Рентгеновские пульсары должны показывать как периоды вращения (т. е. появлению импульсов с определенной частотой), так и периоды обращения звезды вокруг общего центра тяжести. Обращение пульсара в кривой можно проследить по кривой лучевых скоростей компонента рентгеновского пульсара, по доплеровским вариациям в поляризации импульсов и по эффекту затмения рентгеновского источника.

К 1975 г. исследовано несколько рентгеновских пульсаров, входящих в тесные двойные пары. Периоды обращений компонентов от 1,7 дней (у Her X-1), 2,1 дня (у Cen X-3) до 10–15 суток. Периоды вращения порядка секунд. Вращающийся быстрее всех рентгеновский пульсар Her X-1 имеет период 1,24 (рис. 55), у пульсара Cen X-3 период вращения 4^с, 8.

Однако встречаются и большие периоды, например, у источника 3U 090–40 (283,4 сек). Излучение частоты рентгеновский источник наблюдается в том случае, когда нейтринная звезда оказывается в паре с массивным голубым сверхгигантом, масса которого больше $15 \div 25 M_{\odot}$. Только в случае источника Her X-1 второй компонент имеет массу, равную двум массам Солнца.

Преобладание сверхгигантов в парах с рентгеновскими источниками легко объясняется тем, что на этой стадии эволюции звезд, соответствующей горению гелия и стеллоидному источнику, происходит расширение асоды, заполняющей свою полость. Ровно. Очевидно, что для интенсивного излучения в рентгеновском диапазоне необходимо

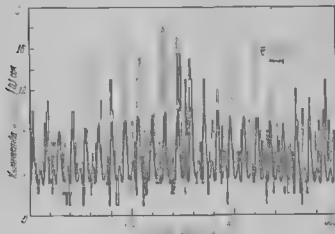


Рис. 55. Кривая блеска рентгеновского пульсара Her X-1, полученная с помощью на «Ухуру» (каждый отчет перед кривой — число рентгеновских квантов, зарегистрированных счетчиком за время 0,016 сек). Тонкие линии — непосредственные экспериментальные данные; жирная линия — усредненная кривая блеска. На графике хорошо видны регулярные вариации амплитуды от импульса к импульсу.

достаточно мощная аккреция. Как показывают наблюдения, рентгеновские светимости этих пульсаров порядка $10^{37} - 10^{38}$ эрг/сек, т.е. в три-четыре порядка больше светимости Солнца. У источника SMC X-1, расположенного в Малом Магеллановом Облаке, рентгеновская светимость превышает 10^{38} эрг/сек. Он оказался рентгеновским пульсаром с периодом 0,71 сек (Линке и др., 1975).

Такая светимость может быть обеспечена потоком массы порядка $10^{-8} - 10^{-9} M_{\odot}$ в год. Заметим, кстати, что разогрев поверхности компонента рентгеновского излучения

ишем от пульсара (как в случае источника HZ Her) может сыграть роль обральной силы, усиливая выброс вещества с ее поверхности, а следовательно, и аккрецию.

Кроме того, обращение к рентгеновскому источнику стороны нормального компонента пары в случае большого рентгеновского потока оказывается намного более горячей, чем обратная сторона звезды. В итоге при наблюдениях регистрируется явное изменение спектрального класса звезды с периодом, равным периоду вращения двойной системы*). В случае системы HZ Her спектральный класс звезды в минимуме оценивается как F0 — G3, а в максимуме — как K2 — A7V! Более подробно о взаимодействии вещества и излучения в рентгеновских источниках см. Баско, Скиняв (1973).

Сильное рентгеновское излучение нейтронной звезды может препятствовать падению вещества. Если лучевое давление оказывается сравнимым с гравитационным притяжением аккрецирующего газа, то появляются режим критической аккреции — дальнейшее усиление аккреции оказывается невозможным. Это означает, что светимость рентгеновских источников, вопреки всему, не должна заметно превышать эддингтоновский предел $10^{38} M_{\odot} / M_{\odot} \cdot \text{эрг/сек}$, определяемый равенством лучевого давления из-за томасовского рассеяния рентгеновских квантов и гравитационного притяжения.

Аккреция газа на нейтронную звезду приводит к постепенному накоплению массы вещества, в том числе содержащего и водород, в ее поверхностных слоях. Подобное явление, в случае вырожденных карликов, как мы видели выше, приводит в конце концов к ядерному взрыву и выбросу пояой или даже сверхновой. При аккреции на нейтронную звезду этот эффект невозможен. В самом деле, дефект массы при аккреции газа на нейтронную звезду примерно равен $0,1 m_{\odot}$, а то время как в ядерных реакциях освобождается энергия лишь $0,007 m_{\odot}$. Поэтому повторение взорора, оказавшегося на поверхности звезды, не приводит к сбросу оболочки (вещество будет удерживаться гравитацией).

* На по кн. ть подобного эффекта в двойных рентгеновских источниках обратил внимание Шкловский (1967) задолго до того, как он был открыт.

Вещество, попадающее на поверхность нейтронной звезды, постепенно переходит в нейтронное состояние и масса нейтронной звезды увеличивается. Если питательное перетекание вещества продолжится достаточно долго, то масса нейтронной звезды переходит через предел устойчивости и нейтронная звезда коллапсирует в «черную дыру».

В заключение этого параграфа следует отметить, что открытие нейтронных звезд дало физикам-теоретикам как бы лабораторию, в которой существуют условия, немислимые в земных лабораториях. Поэтому благодаря изучению нейтронных звезд со временем получают уникальную информацию очень многие ключевые разделы физики: а) элементарные частицы и физика высоких энергий, б) ядерные силы, в) физика высоких температур (сверхтекучесть и сверхпроводимость), г) физика твердого тела (кристаллизация, ферромагнетизм), д) индуцированное излучение, е) физика плазмы, ж) теория гравитации и многое другое.

§ 4. «Черные дыры» (теоретические представления)

Открытие «черных дыр», точнее, наблюдательное доказательство их существования, было бы одним из важнейших достижений астрофизики за все время ее существования. Феномен «черных дыр» связан с теорией гравитации Эйнштейна — теорией, пришедшей к перевороту в нашем представлении об устройстве мира.

Общая теория относительности возникла при интерпретации самых простых физических фактов. Со времен Галилея в Ньютона было известно равенство инертной и гравитационной массы, но объяснение этому не было. В самом деле, почему должны быть тождественны две величины, одна из которых характеризует как бы сопротивляемость тела изменению состояния движения (инертная масса), а вторая определяет совсем другое качество — способность тела притягиваться друг к другу? Глубочайший смысл этого факта был вскрыт Эйнштейном. Оказалось, что гравитационное поле можно интерпретировать как создаваемое массами искривление пространства и времени. Пробные тела движутся по геодезическим линиям (т.е. линиям кратчайших расстояний в искривлен-

ном пространстве-времени). Пробные тела разных масс движутся по этим линиям одинаковым образом. Поскольку в искривленном пространстве-времени движение криволинейно и неравномерно, то оно воспринимается наблюдателем как движение под действием некоторой силы, называемой гравитацией. Однородность ускорений разных пробных тел и означает равенство инертной и гравитационной масс (принцип локальной эквивалентности гравитационного поля и неинерциальной системы отсчета).

Ньютоновская и эйнштейновская теория гравитации практически совпадают при исследовании слабых гравитационных полей, например, таких, которые имеют место в планетных и звездных системах. Эйнштейновская теория приводит к некоторым небольшим поправкам — движению периселена, отклонению светового луча, красному смещению частоты линий, которые уже давно подтвердили правильность теории.

Однако в области сильных гравитационных полей выводы ньютоновской и эйнштейновской теорий принципиально различны. Например, если рассматривать потенциал гравитационного поля материальной точки в ньютоновской теории, то его величина обращается в бесконечность в месте нахождения самой материальной точки ($\varphi = -\frac{GM}{r}$).

В эйнштейновской теории, во-первых, вместо одной скалярной величины — потенциала, который ранее полностью описывал все свойства гравитационного поля — появляется тензорная величина (фундаментальный или метрический тензор), все компоненты которого необходимы для описания свойств этого поля, а, во-вторых, некоторые из компонентов этого тензора обращаются в бесконечность на конечном расстоянии от материальной точки.

Наиболее компактные тела большой массы способны искривляться в «черные дыры», т.е. области пространства-времени, обладающие особыми свойствами. Существование «черных дыр» является специфическим следствием общей теории относительности, но до некоторой степени их свойства можно качественно понять, отбрасывая и в рамках ньютоновской теории. Как легко убедиться при сжатии тела до радиуса $R_s \approx 2GM/c^2$ параболическая кривость на его поверхности (рассчитанная по ньютонов-

ской теории) становится равной скорости света. Дальнейшее сжатие формально должно происходить со световой скоростью, что запрещено специальной теорией относительности. В действительности это означает лишь то, что ньютоновская теория гравитации и эйнштейновская специальная теория относительности несовместимы в рамках единой картины мира; свойства областей с размерами порядка R_g могут быть описаны лишь в новинках релятивистской теории относительности Эйнштейна и общей теории гравитации. Мы не будем здесь рассматривать свойства пространства и времени внутри «черных дыр» (см. Ландау и Лифшиц, 1973; Зельдович, Новиков, 1971). Достаточно сказать, что «черные дыры» — это области пространства-времени, которые как бы «выпадают» из нашего мира. Принципиально невозможно обмен информацией между нашим миром и внутренней областью «черных дыр». Вещество, которое попало в «черную дыру», не может быть оттуда выведено ни при каких физических процессах. Но, разумеется, оно не исчезает из нашего мира бесследно: остается сильное гравитационное поле — искривление пространства-времени, созданное по-прежнему в «дыру» веществом. Этими общими утверждениями мы и ограничимся — все интересное нас ждет при разыгрывании дилеммы гравитации «черных дыр».

Следует отметить, что решение уравнений Эйнштейна для простейших (сферически-симметричных) «черных дыр» было найдено Шварцшильдом еще в 1916 г., много физический смысл стал полностью понятен лишь через 50 лет — с таким трудом происходит до сих пор установление миропонимания *).

Размер сферически-симметричных «черных дыр» определяется величиной гравитационного радиуса

$$R_g = \frac{2Gm}{c^2} = 3 \frac{m}{m_\odot} \text{ км.} \quad (9.11)$$

В принципе во Вселенной могут существовать «черные дыры» любых масс, начиная от микроскопических (ска-

жем, $m \approx 1 \text{ г}$). Наиболее вероятно существование «черных дыр» с массами, сравнимыми с массой Солнца (коэффициент стадии эволюции массенных звезд) и массами порядка 10^6 или даже 10^8 масс Солнца — «черные дыры» в ядрах галактик и, возможно, квазары.

«Черные дыры» могут присутствовать во Вселенной «прилгачливо» («дыры» космологического происхождения), и могут образовываться в настоящее время из звездных звезд в процессе их эволюции. Даже без непосредственного наблюдательного подтверждения существовании «черных дыр» можно было бы утверждать, что появление их почти неизбежно. Дело в том, что разница между устойчивым коллапсом звезды в нейтронную звезду или «черную дыру» очень мала, и нейтронные звезды (нульсары) были открыты еще в 1968 г.

Отметим, что если масса «черной дыры» растет, то вещество, оказавшееся в поле тяготения «черной дыры», оказывается внутри ее гравитационного радиуса, а не асимптотически приближается к ее поверхности, как предполагается. Рассмотрим это явление несколько подробнее:

Уравнение радиального движения пробной частицы (т. е. с исчезающе малой массой) в поле тяготения «черной дыры» решается сравнительно просто (см. Зельдович, Новиков, 1971). Если величина r и r_1 характеризуют расстояние частицы от центра «черной дыры», близки к величине R_g , то

$$r - R_g \sim (r_1 - R_g) \exp\left(-\frac{c}{2R_g}(t - t_1)\right), \quad (9.12)$$

где r_1 — положение частицы в момент времени t_1 . Из (9.12) следует, что $r \rightarrow R_g$ при $t \rightarrow \infty$. Однако этот вывод справедлив только в том случае, если гравитационный радиус «черных дыр» строго постоянен во времени. В реальных условиях вещество, падающее на «черную дыру», увеличивает ее массу, а следовательно, и гравитационный радиус. Поэтому траектория «черной дыры» движется на встречу частицам и они пересекают ее за конечный промежуток времени Δt . Для определения этой величины можно воспользоваться следующей оценкой. Как будет показано ниже, величина Δt много больше R_g/c и поэтому на последнем отрезке перед входом в «черную дыру»

* Важную роль в этом сыграли работы Оппенгеймера и Шварцшильда (1939), Финкельштейна (1958), Крускала (1960) и Новикова (1963).

движение определяется экспоненциальным множителем. Пусть Δr есть путь, пройденный за время Δt и пусть частица начинает падать с $r_1 = 2R_g$. Тогда из (9.12) получим

$$\Delta r = R_g \exp\left(-\frac{c \Delta t}{2R_g}\right). \quad (9.13)$$

Замена r_1 , скажем, на $3R_g$ здесь не внесет больших изменений, поскольку определяющим является экспонента. С другой стороны, радиус «черной дыры» меняется за время Δt на величину

$$\Delta R_g = R_g \frac{\Delta M}{M} = R_g \frac{dM}{dt} \frac{\Delta t}{M}, \quad (9.14)$$

где ΔM — соответствующее изменение массы «черной дыры». Характерное время проникновения вещества внутри «черной дыры» можно получить, приравняв (9.13) и (9.14). Решая это уравнение приближенно, находим

$$\begin{aligned} \Delta t &\approx -\frac{2R_g}{c} \ln\left(\frac{dM}{dt} \frac{\Delta t}{M}\right) \approx \\ &\approx \frac{2R_g}{c} \ln\left(\frac{r}{2R_g} \frac{M}{dM}\right) \approx \frac{2R_g}{c} \ln\left[\frac{c^2}{4R_g} \left(\frac{dM}{dt}\right)^{-1}\right]. \end{aligned} \quad (9.15)$$

Таким образом, время пересечения падающим веществом границы «черной дыры» лишь логарифмически зависит от потока массы. В реальных условиях поток массы невелик и значение логарифма большое. При встречающихся в космических условиях потоках массы на единичную «дыру» $\frac{dM}{dt} \approx 10^{10} \text{ г} \cdot \text{сек}^{-1}$; $\Delta t \approx 10^3 \frac{R_g}{c} \text{ сек}$. Заметим,

что поскольку у звездных масс $\frac{R_g}{c} \approx 10^{-5} \text{ сек}$, то характерное время падения вещества на черную дыру есть 10^{-2} сек .

Если сколлапсировавшая масса имела момент вращения, отличный от нуля, то образовывавшаяся в результате коллапса «черная дыра» будет обладать тем же моментом вращения. Существует, однако, верхний предел для момента

$$k_{\text{max}} = \frac{2\pi R_g^2}{c} = 1.8 \cdot 10^{41} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2 \text{ эрг} \cdot \text{сек}, \quad (9.16)$$

«Вращающиеся» «черные дыры», описанные вierre Керром (1963), обладают рядом особенностей по сравнению с «невращающимися» (см. Зельдович, Новикова, 1971; Ландау, Lifshitz, 1973). Прежде всего отметим, что такая «черная дыра» состоит из двух физически разных областей. Внутренняя область сферической формы (граница ее называется горизонтом событий) аналогична по своим свойствам обычной «черной дыре» — частицы и излучение ни при каких условиях не могут выйти из этой области. Радиус ее, однако, меньше шварцшильдовского и определяется формулой

$$R_{\text{гор}} = \frac{1}{2} R_g \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{k}{k_{\text{max}}}\right)^2}\right), \quad (9.17)$$

где k — момент вращения «черной дыры», а $R_g = \frac{2GM}{c^2}$. В частности, у «черной дыры» с максимальным моментом радиус внутренней области $R_{\text{гор}} = \frac{1}{2} R_g = \frac{c^2}{4\pi M}$.

Окружающая ее внешняя область называется эргосферой. Ее наружная граница имеет форму эллипсоида с малой осью, совпадающей с осью вращения. Уравнение внешней поверхности эргосферы:

$$R(\theta) = \frac{1}{2} R_g \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{k}{k_{\text{max}}}\right)^2 \cos^2 \theta}\right). \quad (9.18)$$

Внутри эргосферы никакая частица не может находиться в покое по отношению к системе координат, связанной с внешним наблюдателем. Но здесь возможны стационарные движения частиц по круговым орбитам, расположенным между поверхностью горизонта событий (9.17) и внешней поверхностью эргосферы (9.18). Движение этих частиц можно наблюдать (т. е. свет выходит из области эргосферы), правда, не все время, а только в те моменты времени, когда скорость частицы направлена на наблюдателя (с учетом искривления луча зрения).

Движение частиц и распространение света в окрестностях таких «черных дыр» также обладает рядом особенностей. Известно (Каплан, 1949), что в поле неврашающейся «черной дыры» наиболее близкая к ней устойчивая орбита имеет радиус (в метрике Шварцшильда),

равный $3R_g$ (точнее, длина этой орбиты равна $6\pi R_g$). Дефект массы частицы на этой орбите, т. е. энергии связи частицы с «черной дырой», есть $\left(1 - \sqrt{\frac{R_g}{R}}\right) mc^2 \approx 0.57 mc^2$. Частицы на более близких круговых орбитах неустойчивы и падают в «черную дыру».

В случае экстремально вращающейся «черной дыры» частица на круговой орбите может устойчиво находиться даже вблизи поверхности горизонты событий, если она движется в ту же сторону, в которую «вращается» «черная дыра». В этом случае длина орбиты $2\pi R_g$ и дефект массы большой: $\left(1 - \sqrt{\frac{1}{3}}\right) mc^2 \approx 0,42 mc^2$ (Руффини, Уилер, 1970). И то же время устойчивые орбиты с противоположным вращению выправленным движением расположены дальше, чем в невращающемся случае.

Были подробно изучены радиальные движения частиц, падающих к центру их захвата в «черную дыру»: рассматривались также не радиальные движения, определяющие сечение захвата (см. Зельдович, Новиков, 1971). Сечение захвата пропорционально R_g^2 , и, в частности, для частицы, движущейся на бесконечности с нерелятивистской скоростью v_∞ , сечение захвата шварцшильдовской «дыры» есть $4\pi \left(\frac{c}{v_\infty}\right)^2 R_g^2$.

При исследовании распространения луча света в гравитационном поле «черной дыры» необходимо учитывать искривление траектории луча. Оно приводит к такому своеобразному эффекту, что луч света, испущенный в сторону от «черной дыры», как бы загибается обратно и все равно в нее попадает. На рис. 56 это изображено наглядно. Луч света, излученный частицей, находящейся в точке $r = \frac{3}{2} R_g$ даже под углом, близким к 90° по отношению к радиальному движению, все равно будет захвачен «черной дырой». При $R_g < r < \frac{3}{2} R_g$ захватываются и кванты, излученные под тупым углом к радиальному направлению на «черную дыру».

В заключение этого параграфа подчеркнем, что «черные дыры», в отличие от звезд, не обладают инерциальностью. Все «черные дыры» с одной и той же массой и

одним и тем же моментом вращения одинаковы, до тех пор, пока не учитываются особенности аккреции на «черные дыры». В следующем параграфе мы перейдем к описанию явлений, сопровождающих аккрецию, и здесь сделаем краткое замечание.

Последствие аккреции все «черные дыры» обладают поразительным электрическим зарядом (Шварцман,

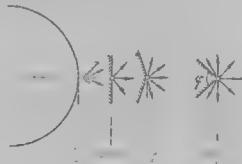


Рис. 56. Гравитационный захват излучения шварцшильдовской «черной дырой»: лучи, испущенные точечным источником и попавшие внутри конуса, сечение которого заштриховано на рисунке, захватываются «дырой». Астроном никогда их не увидит.

1971б). Это обусловлено тем, что тяжелые протоны сильнее, чем электроны, притягиваются «черной дырой», а легкие электроны сильнее отталкиваются электромагнитным излучением в магнитном поле плазмы, взаимодействием при аккреции. Величина заряда «черной дыры» Q определяется при сравнении электростатического потенциала с гравитационным. Полагая электростатический потенциал в два раза меньшим гравитационного, находим

$$Q \sim \sqrt{N} \approx 10^{18} \text{ ГЭВ} \quad R_g \quad (9.19)$$

Здесь N — число избыточных частиц, m_p — масса протона. Величина заряда относительно мала. У «черной дыры» с массой Солнца $N \approx 10^{20}$ (при полном числе частиц, захваченных дырой $\sim 10^7$).

Если у «черной дыры» имеется и момент вращения, то этот заряд придется к магнитному полю вокруг «дыры» постоянного магнитного поля дипольного типа.

Любопытно отметить, что существовавшие положительно заряда у «черной дыры» способны приводить к ускорению позитронов, которые могут образоваться в аккрецирующей плазме. В самом деле, электроны притягиваются положительно заряженной «черной дырой» и падают на нее вследствие действия электрических сил, протоны же отталкиваются зарядом, но их притягивает гравитационное поле «черной дыры». И только положительные легкие электроны могут ускориться зарядом «черной дыры» до энергии порядка сотен Мэв.

Обычные астероиды также обладают электрическим зарядом, сравнимым с зарядом «черных дыр», но разность электрического потенциала между их поверхностью и «бесконечностью» в R/R_* , т. е. в сотни тысяч раз меньше, чем у «черных дыр».

§ 5. Оролы вокруг «черных дыр»

Как уже неоднократно отмечалось, появление «черных дыр», как следствие эволюции обычных звезд, по видимому, неизбежно. По вопросу заключается в том, как их наблюдать. Здесь, в принципе, есть две возможности — искать влияние гравитационного поля на другие объекты (т. е. «невидимую» массу) или попытаться определить, какого вида излучение может быть связано с «черной дырой».

Первоначально основное внимание уделялось поискам «невидимой» массы, как например, массивных, но невидимых компонентов двойных систем или исчезающих массивных звезд в шаровых скоплениях. Однако этот путь поиска «черных дыр» оказался (по крайней мере пока) не эффективным.

Существенно более перспективным представляется исследование «оролов» «черных дыр». Идея заключается в следующем. Гравитационное поле «черной дыры» притягивает вещество, которое затем исчезает под поверхностью «горизонта событий». Но в процессе падения вещество сжимается, нагревается, ускоряется гравитационным полем и до момента исчезновения под «горизонтом» излучает электромагнитную энергию посредством различных механизмов. Это излучение и есть «оролы» «черной дыры». Задача заключается в том, чтобы рас-

считать условия излучения и сравнить их с данными наблюдения^{*)}.

Одиночные «черные дыры». Следует рассмотреть случай аккреции на одиночную «черную дыру» и на «черную дыру», входящую в двойную систему. Явление аккреции на одиночную «дыру» пока не обнаружено при наблюдениях и поэтому мы рассмотрим его лишь с теоретической точки зрения (см. Шварцман, 1971а).

Пусть одиночная «черная дыра» движется с некоторой скоростью и по отношению к межзвездной среде. Как правило, скорости движения сколлапсировавших звезд должны быть довольно большими, так что будем считать скорость и сверхзвуковой. Тогда движение «черной дыры» создает в межзвездном газе ударную волну (рис. 57), на фронте которой движение газа относительно «черной ды-



Рис. 57. Схема захвата межзвездной плазмы одиночной «черной дырой», движущейся со скоростью, превышающей скорость звука.

ры» затормаживается, и газ начинает падать на «черную дыру». Захватывается лишь тот газ, который проходит через гравитационную часть ударной волны. Полное сечение захвата порядка R_g^2/c^2v^2 . В процессе падения на «черную дыру» плазма нагревается до эффективных температур порядка 10^{12} °К.

В межзвездном газе имеются замороженные магнитные поля, которые тоже захватываются вместе с плазмой и быстро усиливаются при сжатии. Движение релятивистских электронов в мощных магнитных полях приводит к излучению синхротронного излучения. Возникает, ко-

*) На возможность выделения энергии в ходе аккреции на «черные дыры» впервые обратил внимание (независимо друг от друга) Зельдович (1964) и Сэлмер (1964).

ично, и тепловое излучение сжатого газа, но из-за относительной его разреженности мощность теплового излучения в миллионы раз меньше, чем мощность синхротронного излучения.

Кроме того, при падении плазмы на «черную дыру», надо думать, возникают плазменные неустойчивости, которые также приводят к существенному ускорению частиц. Плазменные неустойчивости создают и заметные флуктуации магнитного поля и числа быстрых частиц, а следовательно, и интенсивности синхротронного излучения. Расчеты показывают, что возникающее при этом излучение должно приходиться на широкий диапазон частот — от радиоволн до оптических излучений или ультрафиолета, и характеризоваться суммарной светимостью порядка

$$L \approx 0,1 \pm \frac{d^2 \rho}{dt} \approx 10^{30} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \text{ эрг/сек}$$

при плотности межзвездной среды $n \approx 1 \text{ см}^{-3}$. Мощность оптического свечения примерно на порядок меньше интегрального. Оно должно характеризоваться отсутствием спектральных линий и переизлученными флуктуациями блеска с характерным временем плазменных неустойчивостей, т. е. порядка $10^{-11} - 10^{-2} \text{ сек}$.

Возможно также заметное флуктуирующее излучение в радиодиапазоне. Поэтому представляется оправданным поиск «черных дыр» среди одиночных звезд с чисто непрерывным оптическим спектром, особенно, если такие звезды обладают радиоизлучением. Но пока конкретных результатов не получено.

«Черные дыры» в двойных системах. Наблюдения «черных дыр», входящих в тесные двойные системы, значительно облегчены тем, что в этих случаях гораздо больше поток массы аккрецирующего газа, портящегося к «черной дыре» от второго компонента. Между аккрецией на одиночные «черные дыры» и «черные дыры», находящиеся в двойной системе, много общего, но есть и заметные различия.

Прежде всего следует отметить, что здесь аккреция не квазисферическая, а дисковая. Как уже рассматривалось в § 3, аккрецирующий газ в двойной системе сохраняет свой момент вращения и поэтому сначала образует диск

в плоскости орбиты, вращающийся вокруг «черной дыры». Другое перераспределение момента вращения из-за трения между слоями делает возможным выделение вещества на внутренних частях диска на «черную дыру».

Более подробно в литературе рассматривалась газовая модель диска (Горбачик, 1965; Прейдерштейн, Гербильд, 1968; Прингл, Рис, 1972; Шакура, 1977; Шакура, Сюняев, 1973; Новиков, Тори, 1973 и др.).

Структура газового диска согласно работе Шакура и Сюняева (1973) схематически изображена на рис. 58. Диск представляет собой слой газа, толщина которого

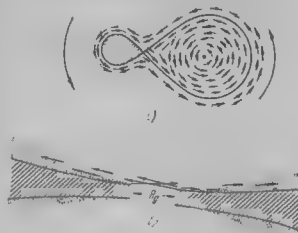


рис. 58 Аккреция в двойной системе. а) характер перетекания вещества при заполнении порционной звездной полости Роша (вид сверху); б) структура диска вблизи «черной дыры» (газовая модель, вид сбоку).

увеличивается с увеличением расстояния от «черной дыры». В среднем толщина диска в $10 - 30$ раз меньше его текущего радиуса. Внутренний радиус диска при аккреции на сверхмассивную дыру равен $3R_g$ — радиусу последней устойчивой круговой орбиты. Во внутренних частях диска газ разогревается до высокой температуры и здесь плотность электромагнитного излучения оказывается много большей плотности тепловой энергии. Поэтому можно

ожидать некоторой неустойчивости дисков (см. Рис. Пазольчик, Прингд, 1973; Лайтман, 1974; Сюняев, Шакур, 1975).

В модели газового диска магнетизм плазма излучает посредством теплового механизма — плотность вещества здесь гораздо больше, чем в случае аккреции на одиночную «черную дыру» в межзвездном газе. При достаточно большом потоке массы ($10^{-9} - 10^{-8} M_{\odot}$ в год) внутренние части диска разогреваются настолько, что получают рентгеновские кванты с энергией $1-10$ кэВ со светимостью $10^{37} - 10^{38}$ эрг/сек, создавая тем самым интенсивный рентгеновский источник. Кроме того, рентгеновское излучение внутренних частей диска частично поглощается в его внешних частях, также разогревая их (см. рис. 58). В свою очередь разогретые внешние части диска излучают в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах. Здесь должны также возникать широкие эмиссионные рекомбинационные и резонансные линии.

Нагрев наружных частей диска служит также своеобразным авторегулятором аккреции, поскольку при увеличении аккреции «нормы» возникает более интенсивное рентгеновское излучение, что усиливает испарение внешних слоев и тем самым уменьшает аккрецию. Кроме того, давление рентгеновского излучения выбрасывает обратно вещество из центральной части диска. Все эти эффекты приводят к ограничению излучения аккрецирующего газа на уровне эддингтоновского предела $\sim 10^{38} (2M_{\odot})^2$ эрг/сек.

При сильном испарении вещества из центральных частей диска, что имеет место в случае потока массы, существенно большего $3 \cdot 10^{-8}$ масс Солнца в год, вокруг «черной дыры», вероятно, образуется испаряющаяся для рентгеновских лучей оболочка и вместо рентгеновского источника, возможно, появляется яркая оптическая звезда с мощной эмиссией и интенсивным звездным ветром.

В описанной выше модели газового диска роль магнитного поля была сведена к участию, паряду с турбулентным трением, в передаче момента вращения наружным слоям диска. Однако можно думать, что роль магнитного поля в аккреции на «черные дыры» существенно больше. Рассмотрим подробнее альтернативную модель магнитной юксоватой дисковой аккреции (Нуттильман;

Шааричая, 1974). Эта модель имеет ряд общих черт как с моделью дисковой газовой аккреции, так и с моделью аккреции намогнетичного межзвездного газа на одиночную «черную дыру».

Газовые потоки, перетекающие от звезды — копчента пары к «черной дыре» уплотняются при обрезании диска в $10 - 10^3$ раз. Соответственно растет магнитное поле и можно ожидать, что уже на внешнем крае диска напряженность магнитного поля может достигать $10^2 - 10^4$ э. По мере приближения к центру диска плотность газа и напряженность магнитного поля быстро растут, примерно как $r^{-2} \rightarrow r^{-2.5}$, причем магнитное поле становится преимущественно торoidalным. В таком гравитирующем диске с магнитным полем появляется неустойчивость типа Рэлея — Тейлора — Паркера. Это приводит к тому, что магнитные силовые линии как бы «выпячиваются» из диска наружу, а вещество стекает в магнитные «языки», разбивая диск на отдельные густки. Эта картина до некоторой степени аналогична рассмотренной в главе VI картине фрагментации межзвездной среды в диске Галактики из звездные скопления и отдельные звезды.

В результате первоначально сплошной газовой диск приобретает сложную структуру, причем все уплотнения связаны между собой магнитными силовыми линиями (рис. 59), образующими своеобразную магнитную корону. Густки плазмы продолжают свои движения по круговым орбитам и это как бы перепутывает магнитные силовые линии в корону «черной дыры». Здесь создаются условия, благоприятствующие перезамыканию магнитных силовых линий — аналогично тому, как это происходит в солнечной короне. Как и там, здесь образуются токовые слои, возникает плазменная турбулентность, раскачиваются разные типы волн, ускоряются частицы, короче, возникают явления, знакомые нам по хромосферным вспышкам на Солнце, но существенно большего масштаба.

Важно отметить, что в юксовой магнитной короне облегчаются условия передачи момента вращения от центральных частей диска к его внешним слоям за счет натяжения магнитных силовых линий, соединяющих далекие густки. Это ускоряет падение вещества на «черную дыру» и, возможно, что в этой модели движение газа во внутренней области становится даже квазирадиальным.

В модели магнитной аккреции можно получить больший дефицит массы, чем в модели немагнитной аккреции на шаровидно-дисковую «черную дыру», где он равен $0,05 \text{ } m_{\odot} \text{ } \text{сек}^{-1}$. Дело в том, что поскольку здесь движение частиц связано магнитными полями с остальными частями

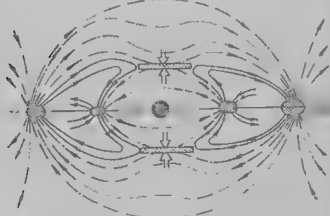


Рис. 50. Магнитная модель дисковой аккреции на «черную дыру» (вид сверху). На рисунке показан механизм связывания притягиваемых направленных силовых линий, обеспечивающих для частиц ступенчатую. Стрелками обозначены «толковые» слои, в которых происходит торможение электронов до ультррелятивистских энергий.

диска, то частицы могут двигаться и по орбитам, расположенным ниже $3R_g$. Возможно, что последний отрыв частицы от магнитного поля происходит на расстоянии $\frac{3}{2}R_g$, т. е. на наименьшем расстоянии, где еще возможно тангенциальное движение лучей света.

В картине магнитной аккреции энергия магнитного поля существенно больше тепловой энергии вещества и поэтому светимость ореола здесь связана главным образом с тепловыми синхротронными и плазменными механизмами.

Модель плазменных механизмов излучения при аккреции была рассмотрена в работе Кольмана, Ламба, Петиса, Найнес, Цытовича (1975). Здесь было показано, что плаз-

менные механизмы могут обеспечить очень большой коэффициент превращения энергии аккреции в излучение. Плазменные механизмы в немагнитной аккреции генерируют преимущественно инфракрасное излучение, а вышешеловой — рентгеновское.

Наблюдательное подтверждение существования «черных дыр». Итак, возмужевание ореола вокруг «черных дыр» при аккреции галактического потока от второй звезды тесной двойной системы делает «черные дыры» видимыми. В связи с этим сразу возникает вопрос, какими свойствами должен обладать ореол «черных дыр», позволяющими отличить это свечение от излучения нейтронных или других компактных звезд. Еще в 1970 г. было предсказано (Шварцман, 1971б), что ореолы «черных дыр» должны давать свечение с быстрыми флуктуациями блеска — длительностью $10^{-5} - 10^{-2} \text{ сек}$, связанное с активностью потоков плазмы. В 1971 г. такие рентгеновские «флуктуации» были открыты на источнике «Узурра».

Наиболее характерным рентгеновским флукутаром является источник Лябедь X-1. Мы приведем некоторые данные об этой системе. Это двойная система с периодом обращения в 5,6 дня. Кроме рентгеновского источника в нее входит голубой сверхгигант класса B0 I. В рентгеновском излучении источника были замечены флуктуации с характерными временными вылод до долей миллисекунды, но никакой периодичности не обнаружено. На рис. 60 приведены записи хода интенсивности этого источника во времени. На нижнем графике дано детальное изображение кривой блеска в момент появления высокого пика. Хорошо видны отдельные «субпики» с длительностью импульса меньше 10^{-3} сек . Следует ли связывать эти пики со вспышечной активностью в магнитной модели аккреции, или же с тепловыми неустойчивостями в газовой модели, пока экспериментально не выяснено.

В 1971 г. было обнаружено и радиополучение от Лебедя X-1. По-видимому, радиисточник исчезает и появляется вновь, причем эти изменения происходят одновременно с изменениями спектральных характеристик рентгеновского излучения. Это обстоятельство несомненно свидетельствует в пользу предположения, что механизмы излучения не тепловые, а скорее всего, синхротронные или плазменные.

Очень важным для отождествления источника рентгеновского излучения с «черной дырой» является определение его массы. Для Лебеда X-1 точно это еще не удалось сделать, но длительные дискуссии на эту тему привели к заключению, что его масса не может быть

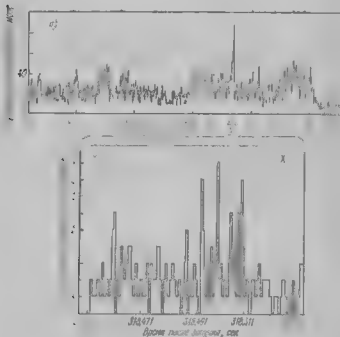


Рис. 60. Кривая рентгеновского блеска источника Лебедь X-1.

меньше $62M_{\odot}$. Это некий аргумент в пользу того, что Лебедь X-1 действительно представляет собой ореол «черной дыры».

Рентгеновских источников — флукуирув в настоящее время известно около десятка; можно надеяться, что некоторые из них будут отождествлены с «черными дырами». Но пока данных еще недостаточно.

ГЛАВА X РАЗВИТИЕ ЭВОЛЮЦИОННЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ В ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ

§ 1. Очерк истории теории звездной эволюции

Основы современных представлений об эволюции звезд были заложены в конце тридцатых — начале пятидесятих годов нашего века. Прошло достаточно много времени для того, чтобы ретроспективным взглядом на развитие этих представлений мог дать материал для суждений о надежности наших современных теорий.

Появление эволюционных идей в астрономии обычно связывают с именем И. Канта, который в 1755 г. говорил об образовании Солнечной системы из разреженной туманности, однако о гравитационной неустойчивости и конденсации писал еще и сам Ньютон. Через полвека после Канта близкую к его представлениям гипотезу об образовании Солнечной системы предложил П.-С. Лаплас. Для нашей темы, однако, особый интерес представляют воззрения на эволюцию звезд В. Гершеля, первого исследователя звездной Вселенной.

Основные выводы Гершеля можно кратко сформулировать следующим образом: 1) в результате действия сил тяготения образуются «центры преимущественного притяжения», 2) вследствие уплотнения разреженного «туманного вещества» образуются звезды, и этот процесс непосредственно можно наблюдать и сейчас, 3) следовательно, мы видим на небе объекты, находящиеся на разных стадиях развития. Это позволило Гершелю сформулировать важнейший принцип наблюдательного подхода к решению проблемы звездной эволюции — надо суметь расположить наблюдаемые объекты в эволюционную последовательность, суметь отличить объекты разной при-

роды от разных стадий развития одного и того же объекта. Он писал в 1789 г.: «Чтобы доказать развитие растения, не будет ли одним из тем же — последовательно наблюдать прорастание, цветение, листую, плодоношение, увядание и гибель одного экземпляра данного растения или же одновременно наблюдать огромное число экземпляров, демонстрирующих все стадии, которые производит растение в течение своего существования», Гершелем казалось, что он непосредственно наблюдает образование звезд, глядя на планетарные туманности, и в некоторых из них, казалось ему, этот процесс уже свершился — в центре сияет звезда! И хотя свои наблюдения Гершель интерпретировал неправильно, конечные его выводы вот уже почти два века вдохновляют всех, кто считает, что наблюдения способны раскрыть эволюцию звезд. Можно сказать, что именно благодаря Гершелю в астрономии идеи эволюции появились раньше, чем в каких-либо других отраслях естествознания, — раньше, чем в биологии. (Ламарк и Дарвин) и геологии (Лайель). Будучи сам наблюдателем, Гершель, однако, предупреждал: если мы увлечемся одним только накоплением наблюдений, не пытаясь вывести из этого если не определенные заключения, то хотя бы предварительные выводы, то теряться основная цель наблюдений».

Только к концу XIX в. было накоплено достаточно данных о светимости, температурах и массах звезд и только тогда стало возможным связать эти данные физической теорией и попытаться дать им эволюционное истолкование. Особое значение для наблюдательного подхода к проблеме эволюции звезд имело появление диаграммы спектр — светимость Гершпрунга и Рассела (1905—1913 гг.). Рассел, основываясь на идее Лоуэра, предполагал в 1913 г., что звезды, возникая как холодные огромные гиганты, сжимаются, нагреваются и приходят на главную последовательность, после чего постепенно охлаждаются и «закатываются» по ней. Источником энергии звезд считалось их гравитационное сжатие. Однако уже в 1926 г. в основном благодаря работам Эддингтона, стало ясно, что эта эволюционная схема не проходит. Сроки жизни Солнца получались на два порядка меньше возраста горных пород Земли, быстрого уменьшения периода цефеид (из-за предполагаемого сжатия) отнимли не на-

блюдались. Эддингтон указывал на ту возможность, что ядерный синтез мог бы быть источником энергии звезд, но и он более вероятным считал переход вещества звезды в излучение, о котором говорил Джимс. Эта аннигиляция обеспечивала время жизни Солнца в 10^3 лет.

Такую же оценку возраста Галактики Джимс получал по срокам распада звездных скоплений и статистике орбит двойных звезд, но в 1934—1937 гг. В. Бок и В. А. Амбарцумян нашли, что оба эти критерия дают возраст шириа 10^{10} лет.

Работы Джимса о гравитационной фрагментации диффузного вещества и ныне остаются основополагающими в теории происхождения звезд. Авторитет Джимса был, однако, одной из главных причин широкого распространения убеждения в том, что все звезды возникли одновременно и очень давно, на ранней стадии эволюции Галактики.

С начала тридцатых годов стали появляться работы, в которых в качестве источника энергии звезд предлагались ядерные реакции. В 1938 г. Бете и Вейлзкер показали, что этим источником может быть превращение водорода в гелий. Одним из первых, кто ясно понял, что звезды высокой светимости образвались, следовательно, совсем недавно, был Ф. Уинкл. В работе, представленной в январе 1942 г. Межамериканскому астрофизическому конгрессу, Уинкл (1946) отметил, что «никакой известный физический процесс генерации энергии не может поддерживать назушение сверхгигантских звезд в течение трех миллиардов лет» — минимально допустимого времени жизни Галактики и поэтому должен существовать какой-то процесс современного или звездобразования. «Межзвездное вещество», продолжал Уинкл, — обеспечивает единственный очевидный источник материала для построения звезд».

Опираясь на работу Л. Спитцера о динамике межзвездной среды, Уинкл пришел к выводу, что за срок порядка 10^6 лет наблюдаемые ныне межзвездные газопылевые облака могут проэволюционировать в звездные скопления, чем и объясняется сходство пространственно-динамических характеристик скоплений и облаков и тем, что многие звезды ассоциируются с поглощающими свет пылевыми облаками.

В 1944 г. Уильямс (1947) рассчитал, на какой срок хватит термоядерных источников энергии для звезд высокой светимости; он нашел, например, что звезды главной последовательности класса O7 всего лишь $1,3 \cdot 10^6$ лет. Работы Уильямса также выдержались в публикации и появились лишь в 1947 г. Однако в те же годы Хойл пытался объяснить существование горячих звезд высокой светимости их омоложением путем аккреции межзвездного вещества — именно и надежде согласовать их возраст с возрастом Галактики. Позаним сторонники образования всех звезд в дочернем пропелле, еще не были сданы, хотя Рессел писал в 1943 г. «Убеждение, что эти расточительные звезды [яркие сверхгиганты] начали свою измучительную карьеру относительно недавно в космическом масштабе времени, широко распространенно. Отмечая, что звезды высокой светимости встречаются по соседству с поглотившими свет облаками, а звезды населения II таких районов избегают, Рессел (1948) пришел к выводу, что это объясняется продолжительнейшей конденсацией звезд из дозвездной материи — газоно-пылевого вещества. О молодости звезд высокой светимости он писал еще в 1942 г. В те же годы Бок (1946), рассмотрев всевозможные способы оценки возрастов звезд и галактик, пришел к выводу, что мы почти вынуждены допустить вернотность того, что звезды все еще «рождаются» или что по крайней мере некоторые сверхгиганты начали существование менее $5 \cdot 10^6$ лет назад. Он указал на Угольный мешок и глобулы как на возможные протозвезды.

В 1952 г. Б. Стрёмгрен дал оценку времени жизни звезды с массой в $15 M_{\odot}$, в $2 \div 8 \cdot 10^7$ лет. Он акцентировал, что если только не существует неизвестного еще механизма превращения ядра в энергию, отличного от трансмутации водорода, — что представляется совершенно неправдоподобным, — необходимо заключить, что звезды [высокой светимости] образовались тогда, когда условия в Галактике были практически теми же самыми, что и сейчас... Рассмотрение времени жизни массивных O и B звезд ведет к заключению, что такие звезды непрерывно образуются из межзвездного вещества». В то же время вывод, что звезды населения II не могли образоваться в сравнительно недавнее время, почти неизбежен. Стрёмгрен (1952) предполагал также, что гиганты насе-

ления I образовались из B и A звезд главной последовательности, в то время как сверхгиганты являются последующей стадией развития еще более массивных звезд B и O. Эти выводы остаются одними из важнейших положений современной теории эволюции звезд.

Важную роль в признании продолжающегося в наши дни звездообразования сыграли работы В. А. Амбарцумяна о звездных ассоциациях, начавшиеся в 1947 г. На динамической неустойчивости ассоциаций, вытекающей из предполагаемой их малой плотности, непосредственно следовало, что возраст составляющих их звезд не может превышать нескольких миллионов лет. В 1952 г. предсказанное Амбарцумяном для ассоциаций расширение было найдено Вайну у группы ξ Персея. Более наглядного подтверждения недавнего образования звездных ассоциаций, казалось бы, нельзя было и представить. А поскольку, казалось, конденсация диффузного вещества может дать только устойчивую звездную систему, Амбарцумян (1955) вскоре был вынужден предположить, что звезды образуются вследствие распада компактных массивных ненаблюдаемых тел. Парадоксальность спутания состоит в том, что вывод о неустойчивости звездных ассоциаций, столь способствовавший распространению убеждения в продолжающемся звездообразовании, до сих пор остается недоказанным. На самом деле любое решение не противоречит теории гравитационной конденсации (см. главу V).

Рессел и Стрёмгрен предостерегли ряд основных положений современной теории эволюции звезд. Среди других источников этой теории надо назвать в первую очередь расчеты эволюции звезд с постоянной массой и без перемешивания вещества. Шенберг и Чандрасекар в 1942 г. нашли, что звезды с однородным вначале химическим составом эволюционируют с увеличением светимости (на $\sim 1^m$) до тех пор, пока масса их ядра, в котором водород превратился в гелий, не достигнет $\sim 0,1$ массы звезды; для большей массы равновесную модель оболочки построить не удалось. Через 10 лет Сендидж и Шварцшильд (1952) показали, что по достижении предела Шенберга — Чандрасекара начинается сжатие изотермического ядра и его нагревание; оболочка же звезды начинает быстро расширяться и ее поверхностная температура падает. На области главной последовательности (11)

после первоначального увеличения светимости звезда быстро переходит в область красных гигантов*).

В те же годы и позже рассматривались и модели звезд, эволюционирующих с потерей массы и перемешиванием вещества. Диаграмма Гершпрунга—Ресселли (Г—Р) была запущена эволюционными треками, разползающимися во все стороны от ГП и вдоль нее. Старые представления об эволюции звезд вдоль ГП, отождествление ГП с эволюционным трем были очень живучи. Однако согнать на два-три блызы трижды достигавших допускимых пределов жизни бы и трижды массу, «сплопая» по ГП, именно таким образом, чтобы не нарушать соотношения масса—светимость.

Тогда же, в 1952—1953 гг. Местел показал, что перемешивание вещества вследствие вращения звезд должно быть ничтожно мало, а Э. Р. Мустель нашел, что потеря массы у звезд ГП существенно меньше, чем это требуется теорией эволюции — потеря массы. Однако решающее значение имело сопоставление с теорией диаграмм Г—Р звездных скоплений.

Первая сводная диаграмма рассеянных скоплений была построена Коппером еще в 1937 г. В основных чертах она очень похожа на современные диаграммы для ее построения Коппер использовал спектральные параллаксы. Резкие отличия между диаграммами разных скоплений он интерпретировал как следствие различий в эволюции водорода. Однако уже в цитированной работе Сандиджа и Шварцшильда (1952) переход главной последовательности шаровых скоплений и ветвь субгигантов был объяснен как следствие ухода звезд с ГП в результате выгорания водорода в центре; возраст этих скоплений Сандидж и Шварцшильд оценили в $3 \cdot 10^8$ лет. В следующем году Сандидж (1954) полуэмпирическим путем установил эволюционные треки звезд шаровых скоплений — от ГП к красным гигантам, а Мичачка (1954), построив сплоченную рамку для эволюции, объяснил резкие отличия светимости их шаровых звезд разным возрастом скоплений, который он выведен из формулы, предложенной Стрэнгеном (1952).

* Об эволюции звезд ГП в красные гиганты еще в 1938 г. говорил Эдинг, но его работа осталась малоизвестной.

Почти одновременно к такому же выводу пришел Диксон (1954), использовавший результаты наблюдений О. Дитела и свои обширные данные. Разработкой и широким применением Г. Диксоном метода трехцветной фотометрии (предложенного ранее В. Беккером), позволяющего получать однородные данные и учитывать поглощение света, широкое применение фотоэлектрической фотометрии позволяло на порядок повысить точность измерения блеска и цвета и с уверенностью сопоставлять данные для разных скоплений. Это сыграло огромную роль в эмпирической проверке выводов теории, для развития которой особенно много сделали М. Шварцшильд, сведший в единую картину многочисленные модели внутреннего строения звезд, а также Ф. Хойт, предложивший метод расчета эволюционирующих моделей звезд.

Главный вклад в решение проблемы образования звезд внесли советские астрономы. Работы В. А. Амбарцумяна сыграли важную стимулирующую роль в этом направлении. Исследовавшие в 1949 г. Б. Е. Маркарян, И. Н. Колопов, И. М. Корылов и др. начали изучение звездных ассоциаций. Важные результаты были получены Г. А. Шайном, исследовавшим связь диффузной материи с горячими звездами. Успехи теории долгое время были более скромными, но, начиная с шестидесятых годов советские астрономы и в первую очередь С. Б. Пикельер получили важные для теории образования звезд результаты. С. Б. Пикельер указал физические механизмы, благодаря которым из межзвездного газа в результате действия различных неустойчивостей образуются звезды. В 1958 г. В. А. Амбарцумян отметил особое значение ядер галактик, которые являются ныне сторонними самими различными представлений об источниках энергии ядер и их роли в эволюции галактик.

Только теперь, имея неоспоримые доводы в пользу того, что звездобразование не прекратилось однажды в отдаленную эпоху, а продолжается непрерывно, что мы видим объекты разного возраста, стало возможным расположить наблюдаемые объекты в возрастной последовательности. Для каждого типа звезд мы получили надежду найти их прародителей и потомков, точнее говоря, звезды, которые сейчас находятся на той же стадии развития, на которой были или будут изучаемые нами. По

378 ГЛ. X. РАЗВИТИЕ ЭВОЛЮЦИОННЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ

сути дела, только теперь стало возможным сравнение теоретических выводов с наблюдениями и уже это обстоятельство говорит о том, что разделение многих уверенностей в том, что мы — первое поколение астрономов, знающих, как эволюционируют звезды, — имеет реальные основания.

Впервые в истории астрономии сводная диаграмма скопления (см. рис. 33) указала порядок расположения объектов по возрасту; его указывал самый общий вывод теории — звезды исчезают с верхнего конца ГП тем быстрее, чем больше их светимость. Абсолютные оценки возраста мнимых и будут еще мниться, но насколько неоспоримы наши представления об источниках энергии звезд, настолько же неоспоримо наше знание их относительных возрастов.

Джонсон и Селлидж (1955) дали следующую интерпретацию построенной ими сводной диаграммы Г — Р для рассеянных скоплений. 1) Обрыв ГП скопления при малой светимости можно объяснить либо а) тем, что более яркие звезды, быстрее эволюционирующие, уже ушли с ГП, б) тем, что их никогда и не было. Если справедливо объяснение а), то эти различия объясняются разным возрастом скопления, и исчезнувшие с ГП звезды должны быть либо в стадии красных гигантов (КГ), либо белых карликов. 2) Уклонение верхней части ГП скопления прямо объясняется большей скоростью эволюции более ярких звезд. Наблюдаемая ГП — линия равного возраста, секущая эволюционные треки. 3) Нет КГ много более ярких, чем ярчайшие звезды ГП — для молодых скоплений. У старых скоплений исчезает пробел Герцшпрунга (между ГП и КГ), а КГ становится ярче. Это указывает характер эволюционных треков. 4) Отсутствие субгигантов подлее К2 IV объясняется тем, что только звезды были бы стирали, чем самые старые звезды Галактики.

Перечисленные теперь некоторые другие факты, объясняющиеся современной теорией эволюции звезд или предсказанные ею. Заметим, что способность теории объяснить неважные или неясно выявленные при ее построении факты не менее важна как критерий ее истинности, чем ее способность дать предсказание новых явлений.

1) Множество белых карликов в ряде рассеянных скоплений было предсказано Селлиджем в 1953—1957 гг. на основании предположения о единой начальной функции распределения звезд по массе. В этом соизмерении с теорией можно считать удовлетворительным хотя бы тот факт, что в пересмотре в связи с успехами релятивистской астрофизики (надо учитывать возможность перехода более массивных звезд в нейтронные и в черные дыры) помимо того, нужно еще доказать, что найденные белые карлики концентрируются к скоплению.

2) Салпетер в 1953 г. предсказывал, что ГП скопления должны обрываться внизу, так как менее массивные звезды не успевают еще к ней прийти и находятся справа от нее. В 1955 г. Хейней и его сотрудники первыми начали разработку теории гравитационного скатывания, а в 1957 г. Селлидж объяснил с позиций этой теории положение сдвинутой ГП скопления NGC 2204 и NGC 6530 над ГП. Подобное Уокером в 1956—1957 гг. (Чарниго в 1954 г. для скопления туманности Орiona).

3) Селлидж в 1955 г., а Коэнков и Воярчук на более обширном материале в 1959 г. показали, что скорости вращения разных звезд III и V классов светимости обратно пропорциональны их радиусам, что объясняется сохранением углового момента при увеличении радиуса звезды при их эволюции к верхней границе ГП.

4) Характеристики ряда переменных звезд (типа Т Тельца, UV Кита, в Большого Пса, Ифеид, типа Б Цента и других) находятся в хорошем согласии с выводами теории. Они соответствуют определенным стадиям нормальной эволюции звезд (см., например, обзор Ефремова, 1975).

5) Существование протосферических характеристик звезд, имеющих очень медленную, являющуюся, как известно, необходимым (хотя, конечно, не достаточным) условием наличия гелиевого родства данных типов звезд. Оно было проверено и подтверждено Коэнковом (1960) и другими для ряда звезд, родственных сглаженным теориям.

6) Устойчивая численность звезд ГП и КГ в скоплениях в этих интервалах светимости находится в согласии с их относительным ярчайшим явлением в этих интервалах, как было показано рядом авторов в конце пятидеся-

сятых и в шестидесятых годах (см. также Робертсон, 1973).

7) Сопоставление периодов дефенд с возрастами содерящихся их скопления позволило обнаружить в 1964 г. зависимость период — возраст для дефенд, с необходимостью вытекающую из гипотезы их происхождения, как и других сверхгигантов, из массивных звезд III в полукруглую теоретическую в 1961 г. Подтвержденная зависимость хорошо согласуется с теоретической (Ефремов, 1964; 1974; 1977).

8) Как обнаружил Аро (1968), светимость ярких звезд в скоплениях звезд с возрастом тем выше, чем меньше возраст скопления. С уменьшением возраста все более массивные звезды удаются застать на стадии гравитационного сжатия, с которым, по-видимому, связаны вспышки.

9) До сих пор по наблюдению ни одного скопления, диаграмма дает — светимость которого противоречила бы теории, хотя число скоплений с надежной фотометрией выросло с десяти в 1953 г. до ~ 350 в 1975 г. «Ненормальное» положение отдельных звезд на диаграмме объясняется чаще всего влиянием на их эволюцию тесной двойственности.

10) Шаарц (1974) нашел, что нейтральный водород присутствует только в молодых скоплениях, яркие звезды которых не позднего класса В1; последовало 41 скопление звезд O5 — B0. Отношение массы звезд к массе газа увеличивается с переходом от O5 к B1, т. е. с увеличением возраста скопления. Должно отсутствие газа и пыли в старых скоплениях.

11) Некоторые типы инфракрасных звезд и источников молекулярных линий, обнаруженных в конце шестидесятых годов, являются объектами, промежуточными по своим характеристикам (в частности, по плотности) между звездами и диффузными туманностями. Это, по-видимому, протозвезды или протоскопления; наблюдаются и признаки сжатия протозвездных туманностей (см., например, Бланш (1974), Бок и Мак Картни (1974), Харви и др. (1974), Пошнине (1975)).

12) Пульсары — нейтронные звезды, и в то же время это остатки вспышек сверхновых. Превращение сверхновых звезд в нейтронные было предсказано в 30-х годах Чандрасекера и Ловдону на основе тех же теоретических пред-

ставлений, на которых является современная теория звездной эволюции. Подтвердилось выводы теории о ключевых этапах эволюции звезд.

Наконец, сюда же надо добавить всю совокупность сведений о связи между пространственно-кинематическими характеристиками, положенным на диаграмме I' — I' (возрастом) и химическим составом звезд населения I и II, которая укладывается в стройную картину эволюции газовой протогалактики и последующей эволюции звезд. Эта картина неразрывно связана с теорией звездной эволюции. В рамках тех же представлений находится теория спиральных ветвей как волн плотности, в которых идет звездообразование, получающих в последнее время убедительные наблюдательные подтверждения. Эти вопросы детально рассмотрены в главе VII этой книги.

Стройная эволюционная концепция, суммирующая объяснение происхождения звездных процессов, которые не являются должны быть в наблюдаемых и ныне газово-пылевых облаках, охватывает и объединяет всю совокупность сведений о звездах в зависимости между различными их характеристиками. Она предполагает все дальнейшее астрономии, — даже шкала расстояний строится с учетом выводов этой концепции.

§ 2. Природа звездных ассоциаций и проблема звездообразования

Исходя из предполагаемой неустойчивости звездных ассоциаций, В. А. Амбарцумян и его ученики считают, что звезды образуются в результате фрагментации наблюдаемых сверхплотных тел в результате физических процессов, еще не известных современной науке.

Вывод о неустойчивости ассоциаций является следствием предположения об их низкой плотности, которая получается, если считать, что в ассоциациях мало или совсем нет звезд малых масс (или газа и пыли!). Вопрос о функции светимости звезд ассоциаций является, таким образом, решающим для понимания космогонической роли этих группировок.

В то же время он является необычайно трудным. Хорошо известно, что и в случае звездных скоплений очень трудно выделить их члены среди звезд фона и трудности

сти растут с уменьшением светимости. Большие расстояния, большая площадь на небе, большее и неравномерное поглощение делают эту задачу почти неразрешимой для слабых звезд ассоциаций.

Возражения Амбарцумяна (1952) против присутствия в ассоциациях Ориона и Лебедя звезд малой массы и его же неопубликованные, к сожалению, до сих пор работы (см. Миражи, 1972), в которой найдено, что плотность вещества в трех ассоциациях «меньше, чем в галактическом поле», не исчерпывают проблемы.

Наоборот, в настоящее время есть основания полагать, что звезды малой светимости присутствуют в ассоциациях, как и в обычных скоплениях. Редлиш, Лоуренс и Пратт (1966), анализируя функции светимости и флуктуации численности звезд фона, пришли к выводу, что отсутствие концентрации слабых звезд в областях О-ассоциаций может быть лишь кажущимся. «Из трудности обнаружения слабых звезд», — заключают эти авторы, — не следует, что ассоциации не содержат большого их количества». Редлиш и др., изучая ассоциацию Cyg II = = Cyg OB2 показали, что ее можно считать просто очень богатым молодым скоплением, аналогом голубых «шаровых» скоплений Магеллановых Облаков. На-а удаленности и большого поглощения света в этом скоплении было наведено равные лишь несколько десятков (OB звезд, в действительности же так не менее 3000) звезд до 20 (красной) величины. Размеры скопления $48' \times 24'$ ($28 \times \times 17$ пс), а большая ось его перпендикулярна плоскости Галактики. Уплатненность скопления, таким образом, вызвана не растяжением его дифференциальным галактическим вращением, скорее, она связана с его вращением вокруг оси, скорость которого $2-4$ км/сек. Полученная голландскими астрономами средняя плотность скопления близка к критической, но они отмечают, что скопление может содержать значительное количество невидимых слабых карликов и холодных протозвезд. Полная масса скопления может достигать $10^5 M_{\odot}$, из которых 60% приходится на долю окружающих скопление газа и пыли.

Представим теперь, вместе с Редлишем и его коллегами, что Cyg OB2 — это скопление близкое к нам и второе по массе звездным. Диаметр ассоциации был бы тогда около $2'$, а звезды класса F и более поздние были бы потерянны и

флуктуациях численности звезд фона. Мы имели бы типичную О-ассоциацию и никто не смог бы сказать, есть в ней слабые звезды или нет. Редлиш и др. (1966) отмечают, что структура и состав ассоциаций лучше различимы у более далеких объектов.

Убедительные данные о присутствии в ассоциациях большого количества слабых звезд дают исследования П. Н. Холонова, установившего существование вокруг скоплений обширных корок, радиусы которых в 3—10 раз (пропорционально богатству скоплений) превышают радиусы непосредственно видимых на фотографиях их ядер. Уже давня Холонов (1968) пришел к выводу, что в ряде случаев яркие звезды О и В вокруг скоплений, содержащих звезды тех же классов, следует рассматривать как ярчайшие звезды корок этих скоплений. Вообще естественно, — это доказано подсчетами П. Н. Холонова, — что в коронках присутствуют и слабые звезды, причем иногда даже в бо́льшей пропорции, чем в ядре скопления. Но это значит, что «в ряде случаев О-ассоциации, непременно признаками которых является наличие О-скопления в центре ядра, являются не системами с положительной энергией, а обыкновенными, динамически устойчивыми молодыми звездными скоплениями» (Холонов, 1968). К системам такого рода Холонов относит NGC 6231 и h, χ Персея, как раз те два примера О-ассоциаций, которые указал Амбарцумян (1949), были это попытке.

Очень важны, хотя и косвенным аргументом в пользу того, что функции светимости ассоциаций имеют нормальную форму, являются результаты Бюнке (1974), проведенного фотометриру ассоциаций Большого Магелланового Облака. Свойная функция светимости 16 ассоциаций совпадает с нормальной пачательной функцией светимости вплоть до предела планетизма.

Таким образом, О-ассоциации — либо молодые скопления и их корончатые области, либо большие молодые, очень рассеянные скопления, у которых мы можем выделить из фона лишь наиболее яркие звезды. Группа Cyg OB2 является ассоциацией, потому что до работы Редлиша и др. (1966) в ней были подсчитаны звезды более поздние, чем В. Скопление NGC 1893 не считается ассоциацией, очевидно, потому, что в нем видны и

слабые звезды, хотя диаметр его около 35 лс; это скопление вдвое дальше, чем Cyg OB2 и условный диаметр его соответственно лишь $0,5$. Однако Хагг и др. (1961) отмечают, что на расстоянии ассоциации Ориона это скопление имело бы диаметр в 5° и было бы сравнимо с той ассоциацией. Как и ассоциация Ориона, скопление NGC 1893 обильно звездами O и B, содержит эмиссионную туманность и даже кратную звезду, подобную Тритону Ориона. Слабые звезды этого скопления были бы потеряны среди звезд фоны, будь оно близко: мы не заметили бы повышения их видимой плотности в области скопления.

Таким образом, есть все основания полагать, что функция светимости ассоциаций не отличается от обычной, чего само по себе может быть достаточно для обеспечения их динамической стабильности. Хорошо известно, однако, что с ассоциациями почти всегда связаны газодынные туманности. Как давно отметил Воронцов-Вельяминов (1952), концентрация вокруг спящих горячих гигантов газовых туманностей с массами в десятки тысяч солнечных масс, «делает эти спящие сверхстойкими, независимо от степени концентрации в них звезд более поздних классов». Данные радиоастрономии показывают, более того, что системы туманности вокруг скоплений с O и B звездами являются, как правило, лишь частями громадных облаков нейтрального водорода (и молекулы CO , H_2 и др.), возбужденными излучением горячих звезд^{*)}. Их плотность иногда повышается к центру, в некоторых случаях и в центре их границы. Превышение некоторого порогового значения плотности (при заданной температуре) является, как известно, необходимым условием для начала звездообразования (или коллапса) в плотных областях этих облаков и наблюдаются скопления, в которых продолжается процесс звездообразования.

Следовательно, для вывода о неустойчивости ассоциаций нет оснований. Наблюдательные данные по этому вопросу в большинстве случаев малоубедительны; иногда есть признаки расширения, иногда сжатия (Келлер, 1970).

^{*)} Так, облако H I с массой около $10^4 M_\odot$ окружает область H II с массой $5 \cdot 10^3 M_\odot$, возбуждаемую горячим звездным светом. Возможно скопление NGC 6011 (Товиясиян, Нерсесян, 1973).

С точки зрения теории звездной эволюции устойчивости ассоциаций, moreover, не обязательно.

Так, Мухомов и др. (1974) описали процесс образования газовых комплексов размерами в несколько сотен парсек, порождающих гравитационно не связанные звездные группировки при приходе ударной волны через межзвездную среду. Сами они могут стать неустойчивыми и в процессе эволюции под действием внутренних сил — в конечном счете за счет термоядерной энергии, вырабатываемой в недрах звезд. Потеря значительной массы газа под действием излучения сверхновой или O-звезд (чем, возможно, вызвано отсутствие газа в скоплениях $\text{h, \chi}$ Персея) может вызвать динамическую неустойчивость ассоциации. (См. также главу V).

Звездные ассоциации не являются звездными системами нового типа, как это и утверждал Б. А. Воронцов-Вельяминов (1952) четверть века назад. Это не распадающиеся группировки горячих звезд, а разновидности рассеянных скоплений, молодые звездные скопления больших размеров, без видимых признаков концентрации к центру. На основании на них часто называют уже звездными облаками. Ходж и Ликсис (1970) пишут, что звездные ассоциации в Местном Материальном облаке (БМО) имеют диаметры от 15 до 150 лс, а образования больших размеров они считают звездными облаками. Эти авторы не включили в свой каталог ассоциаций БМО объекты с заметной конденсацией к центру, независимо от их размеров, поскольку они «уже каталогизированы как скопления». С другой стороны, в каталог звездных скоплений БМО Шелли и Линдсей (1963) включили объекты с диаметром (при $m_0 - M = 18,8$) до 130 лс ($7'$, $8'$); многие из них входят в каталог звездных ассоциаций БМО Ликсис и Ходжа (1970). По-видимому, наиболее целесообразно на терминологических соображениях сохранить название «ассоциация» лишь за теми большими скоплениями, которые не показывают видимой концентрации к центру. С этой точки зрения $\text{h, \chi}$ Персея в NGC 6231 — первые образования, получившие название O-ассоциаций, — лучше так не называть. Размеры являются плохим критерием различия между скоплениями в ассоциации — 16 ассоциаций в БМО меньше, чем 15 шаровых скопления. Среди скоплений без реальной концентрации в скоплении

существуют образования всевозможных диаметров, от нескольких парсек до 150–200 пс. Есть ли четкая граница по диаметру между ассоциациями и звездными облаками, сказать трудно. С увеличением размеров звездной группы растет ее структурная неоднородность и дисперсия выцветов, но мы не приходим просто к куску спиральной ветви или звездному облаку, как Местная система в Галактике, звезды которой еще сохранили следы общности происхождения. Звездное облако, в котором активно продолжается процесс звездообразования. Амбарцумян и Бауде называют сверхассоциацией [например, область вокруг 30 Dor (рис. 61)]; надели она обычно выглядит как гигантская область II II).

Вероятно, звездообразование происходит в звездных группах самого разного размера и степени концентрации к центру. Бауде (1963) отмечал, что формирование звезд идет в образующих двух масштабов — скоплениях и ассоциациях с диаметром в 10–100 пс и в областях с размерами в 500–600 пс, которые по мере старения звездных скоплений с фоном. В последние годы накапливаются все больше данных о том, что характерный размер «ячеек звездообразования» действительно составляет несколько сотен парсек и активное звездообразование в них длится не более нескольких десятков миллионов лет (Ефремов, 1975). Одной из таких «ячеек» с затухающим звездообразованием, накапливающимися ныне в областях темных туманностей, является Местная система.

Рассмотрение пространственной динамики, лучевых скоростей и периодов цефеид Галактики позволяет выделить около сорока комплексов с размерами в сотни парсек, очевидно, аналогичных по природе Местной системе. Цефеиды являются индикаторами существования в соответствующих областях пространства звездных облаков, объединенных пространственно и кинематически и являющихся реликтами породивших их газово-пылевых комплексов. Появляется надежда, изучая пространственно-кинематические характеристики объектов высокой светимости (т. е. молодых), воссоздать локализацию и пространственные скорости газово-пылевых комплексов (Ефремов, 1977).

Небольшие ассоциации и рассеянные скопления вообще могут представлять собой более плотные участки ячеек

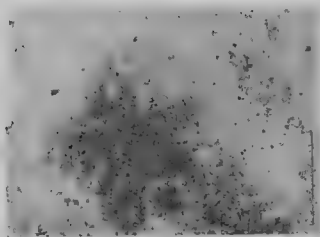


Рис. 61, а. Область 30 Dor (NGC 2070) и Большом Магеллановом Облаке.

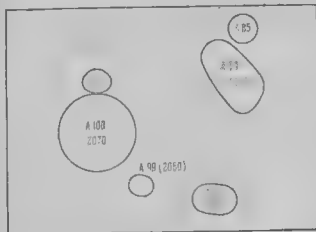


Рис. 61, б. Схема области 30 Dor (NGC 2070 = A 100) и ГМО. Указаны звездные ассоциации A 100, A 89, A 92, A 90 по Ходжу и Люм-ке (1970) и номера по NGC соответствующих им скоплений.

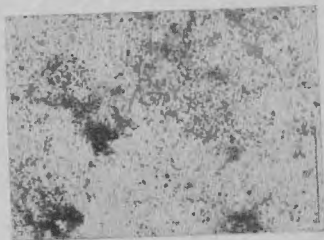


Рис. 61. в. Область БМО, непосредственно примыкающая к югу к области 30 Dor.

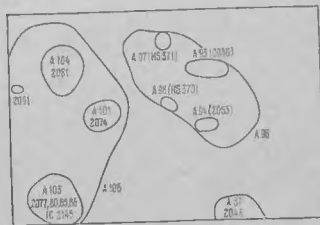


Рис. 61, г. Схема области, изображенной на рис. 61, в. Согласно Люнке и Ходну (1970) A 96 и A 106 — звездные облака, включающие несвязные ассоциации.

звездообразования, в которых процессе формирования звезд еще продолжается. Ячейки, целиком охваченные ныне интенсивным звездообразованием, воспринимаются как сверхассоциации. Сколетью характеристик комплекса 30 Золотой Рыбы и активных ядер галактик наводит на мысль, что явления, наблюдаемые в последних, могут

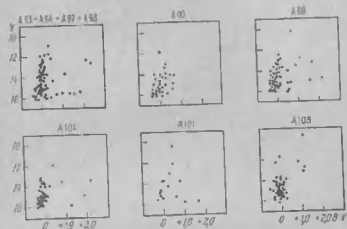


Рис. 62. Диаграммы плет — величина, полученные Люнке (1971) для нормализованных на рис. 61 ассоциаций. Компактные ассоциации (A 104) могут быть старше больших образований (A 96 = A 93 + A 94 + A 97 + A 98).

быть связаны с протекающим в них бурным звездообразованием и присутствием большого числа голубых и красных сверхгигантов, инфракрасных звезд, пыли, пульсаров и остатков сверхновых, и частыми вспышками сверхновых (Ефремов, 1975; Харит и Пачини, 1975).

Массы и размеры сверхассоциаций и молодых шаровых скоплений БМО (место с коронами) близки друг к другу (порядка 10^4 масс Солнца), но эти скопления динамически подобны старым шаровым скоплениям Галактики, хотя их возраст меньше времени релаксации (Фримен, 1974а). Структура молодых звездных группировок, очевидно, отражает структуру исходного газового облака во время обособления протогалактик. Направляется предположение, что ассоциации образуются из газовых

облаков, плотность которых быстрее повысилась до пороговой, чем успевает увеличиться к центру. Причиной этого может быть волна плотности, постулируемая волновой теорией спиральной структуры, затормаживающая вблизи О-звезда или величина спертной. Это предположение, по-видимому, объясняет, почему молодые шаровые скопления практически отсутствуют в нашей Галактике и в М 31. Ударная волна, связанная со спиральной структурой, стимулирует звездообразование в главном комплексе прежде, чем плотность его ядер не повысится к центру.

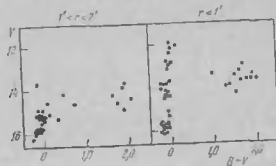


Рис. 63. Диаграммы цвет — величина для звездной скопления NGC 2100 в LMC (Дистергауд, 1961).

Ассоциации могут быть старше конденсирующихся к центру скоплений. Так, диаметр ядра NGC 2100 составляет около 40 пс, а возраст его, судя по диаграмме цвет — величина, заметно меньше, чем у ассоциаций А 84, 104, 112, 115 и др., диаметр которых 80—150 пс (рис. 62, 63); предельно молодое скопление NGC 2070 в центре Тарантула показывает концентрацию к центру.

§ 3. Два направления в космогонии

За четверть века, прошедшие с ее возникновения, бурханская концепция звездообразования не получила ни теоретического развития, ни наблюдательных подтверждений, ни новых аргументов против классической концепции. В ней нет необходимости, научные аргументы в ее пользу не публикуются и споры на эту тему идут теперь,

преимущественно в научно-популярном и философском плане.

Иная ситуация во внегалактической астрономии. Происхождение галактик и природа квазаров, возможность существования неклассической добавки к красному смещению, наличие скрытой массы в скоплениях галактик или альтернативная возможность нестабильности скоплений — это проблемы являются ареной ожесточенных споров. Высказываются самые разнообразные точки зрения, которые можно, однако, свести к двум направлениям; ввиду неравновесной силы проблемы происхождения галактик с космологической проблемой это также и направления в современной космологии. Одно из них связано с именами Эйнштейна, Фридмана, Леметра, Хаббла, Бааде, Сандиджа, Зельдовича и др. Основными идеями второго направления были высказаны Джинсом, Дираком, Хойлом, Бонди и Голдом, Амбарцумяном, Арпом, Бернджем и др. Сторонники этого «эволюционного» направления часто исходят из разных предпосылок и не всегда ссылаются друг на друга, но всех их объединяет уверенность в том, что наблюдательные данные внегалактической астрономии требуют для своего объяснения «новой физики», обобщения и уточнения существующих физических законов, тогда как «классики» полагают эти возможности или необходимыми лишь для начальных моментов расширения Вселенной, при плотности много большей ядерной *).

Джинсу, который является в общем «классиком», а не «романтиком», принадлежит высказывание, широко цитируемое ныне и являющееся канонической «романтической» концепции. Он писал в 1928 г., что для объяснения спиральной структуры галактик, возможно, требуется признать, что ядра галактик являются точками сингулярности, в которых у нашу Вселенную вливается вещество из каких-то других, совершенно чуждых нам пространственных измерений^{*)}. Здесь предвосхищены выводы об особой космогонической роли ядер галактик и

* Эти направления, возможно, лучше всего было бы назвать «эволютистическое» и «неклассическое», поскольку разделяет их прежде всего разная точка зрения на то, как далеко проходит граница, разделяющая познание от непознанного.

об образовании вещества, и мнение некоторых физиков и философов о необходимости принципиально новой топологии. Концепция стационарной Вселенной, выдвинутая в 1948 г. Г. Бонди, Т. Голдом и Ф. Хойлом, также требует непрерывного рождения вещества для сохранения средней плотности расширяющейся Вселенной. Согласно позднейшему варианту этой концепции вещество рождается в ядрах галактик и квазаров (см. Хойл и Нирликар, 1974). Представления такого рода развивают также И. Дирак и П. Лордан (см. Дирак, 1974); В. А. Амбарцумян полагает, что теория Вирдана описывает скорее рождение галактик, а не звезд. В. А. Амбарцумян в 1954–1958 гг. обратил внимание на возможную неустойчивость скопления галактик и активности их ядер, и предположил, что в ядрах находится запасов древнейшего вещества и галактики рождаются из ядер. Х. Ари в серии работ, начавшихся в 1966 г., приводит доводы в пользу того, что компактные спутники галактик выброшены из их ядер и имеют красное смещение, добавочное к вызванному расширением Вселенной; он считает это особенностью, присущей недавно образованной материи, объяснение которой он предлагает искать на путях теории Хойла и Нирликара. Ари, а также Веббиджи и Хойл, считают, что и красное смещение квазаров имеет в основном космологическую природу.

По многим вопросам представители второго направления расходится друг с другом (так, Амбарцумян не верит в космологическое красное смещение, а для Хойла, Ариа и др. происхождение и эволюция звезд — давно решенная проблема), но все они считают, что звездное население галактик и даже их спутники образуются в результате деятельности ядра на выброшенном им веществе, что этот таинственный процесс прилагается у нас на глазах; неизбежно при этом нарушение законов физики (сохранения числа барьонов и момента вращения) не смущает сторонников этого направления, хотя некоторые из них предлагают новую физическую теорию, а другие считают это преждевременным.

Философские возражения против «романтической» концепции неудовлетворительны. Проблему единовременного рождения вещества Вселенной вряд ли легче решить с философской точки зрения, нежели проблему непрерыв-

ного его образования из некоего энергетического поля. Стационарная Вселенная Хойла и др. везде и всегда толкательная самой себе, имеет явную привлекательность, но меньшую, чем сметание всех трудностей в один угол при $t \rightarrow 0$.

На стороне классической концепции, однако, прежде всего презумпция применимости известных законов физики. Лишь если удастся доказать, что объекты с существенно различающимися красными смещениями находятся близко друг к другу в пространстве, что масса галактик и межгалактического вещества в скоплениях галактик недостаточна для их устойчивости, что источники энергии квазаров и ядер галактик необъяснимы современными физическими теориями, то тогда, и только тогда, новая революция в астрономии, которая будет на этот раз и революцией в физике, станет неизбежной.

Тенденция развития внегалактической астрономии в последние годы, однако, не дает на это больших надежд. Масса гигантских эллиптических галактик, по-видимому, на порядок больше, чем привиделось раньше; часто виртуального парадокса может быть отнесена также за счет ошибок в определении лучевых скоростей, членства в скоплениях и их размеров. Накапливается все больше данных в пользу старого предположения, что квазар — некое явление в ядре галактики, на фоне получения которого почти неразличимо ее звездное население (Фалд, Шкловский, Курочкин, Сеидидж, Кристьян, Бакал и др.). Но несомненно, что это явление, как и вообще активность ядра, объясняется естественным и центру связан, выброшенным звездами населением II в процессе эволюции; возможно также, что активные ядра галактик — это те, в которых в данный момент весьма интенсивно идет процесс звездообразования, сопровождаемый выбросами сверхновых.

Наиболее серьезной представляется сейчас возможность существования космологической добавки к красному смещению. Однако соображения, основанные на юности нашей планеты и вероятности случайности близкого соседства на малой объектом с разными z малоубедительны; методы определения расстояний далеким объектам без депланизации красного смещения не дают однозначных результатов, но по меньшей мере не подтверждают вывод о существовании космологического красного смещения.

Таким образом, преждевременно говорить, что в современной астрономии происходит революция. Революционные изменения произошли и последние десяти-двадцать лет в технике наблюдений, в объеме и качестве информации, но не в типе картины мира, но в интерпретации наблюдаемых явлений. Действительно, «романтическая» концепция может явиться зародышем нового видения мира, новой системы знаний, являясь и идеей, новой «парадигмой», которая, однако, не является сегодня познавательной. Революционная ситуация далеко не всегда приводит к революции и на каждую верную гипотезу приходится несколько не подтвердившихся вариантов науки.

В астрономии XX в. революция уже произошла. В 1918—1929 гг. наше Солнце было сминуто на центр единственной всеохватывающей системы Млечного Пути на край одного из бесчисленных звездных островов в океане Вселенной и эта Вселенная оказалась нестационарной, расширяющейся. Это ли не подлинная революция в нашей картине мира, это ли не прерыворот в представлении о нашем месте во Вселенной? Второй этап революции в астрономии XX в. (или новая революция?) свершился в конце тридцатых — пятидесятых годах, когда с единой точки зрения была объяснена вся совокупность известных знаний о мире звезд и соотношениях между их характеристиками, когда эволюционная концепция приняла наконец все значение звездной астрономии и физики звезд. Если новая глобальная теория признается революцией в геологии, то с неизменным основанием заслуживает названия революцией в астрономии создание теории звезд — их источников энергии, строения и эволюции.

Возможно, что в исторической перспективе двадцатые — пятидесятые годы XX в. будут рассматриваться как годы второй, после Коперника, астрономической революции, в начале которой люди наконец поняли, как устроена Вселенная, а к концу — как устроены и как эволюционируют объекты, содержащие большую часть ее массы — звезды. Получается ли новая революция в физике и астрономии для понимания происхождения галактик и эволюции Вселенной, станет ясно в ближайшие десятилетия.

ЛИТЕРАТУРА

- Аарсет, Хилле, 1972 — Aarseth S. J., Hills I. G., *Astron. Astroph.* 21, 255.
 Адамс, Витман, 1975 — Adams T. F., Woodman D. W., *ApJ* 199, 19.
 Аллен, Поведа, Уорли, 1974 — Allen C., Poveda A., Worley G. B., *Revista Mexicana Astron. Astrof.* 1, № 2.
 Аллен, Пенстон, 1975 — Allen D. A., Penston M. V., *MN RAS* 172, 245.
 Амбарцумян И. А., 1917 — «Эволюция звезд и астрофизика», Ереван.
 Амбарцумян И. А., 1949 — *Астрон.* ж. 26, 3.
 Амбарцумян И. А., 1950 — *Изв. АН, сер. физ.* 14, 15.
 Амбарцумян И. А., 1952 — и др. «Труды 2-го совещания по космологии», М.
 Амбарцумян И. А., 1954 — *Бюллетень, сообщ.* 15.
 Амбарцумян И. А., 1955 — *Observatory* 75, 72.
 Амбарцумян В. А., 1968 — «Проблемы эволюции Вселенной», Ереван.
 Амбарцумян И. А., Маркэри Б. К., 1959 — *Бюллетень, сообщ.* 2.
 Амурсь, П. Р., Гусейнов О. X., 1969 — *Изв. АН Азерб. ССР, серия Физ.-Мат.* № 3, 70.
 Арпенхедер, 1971 — Arpenheller I., *Astron. Astrophys.* 12, 313.
 Арнетт, 1967 — Arnett W. D., *Can. J. Phys.* 45, 1621.
 Арнетт, 1969 — Arnett W. D., *Astrophys. Space Sci.* 5, 460.
 Арпи, Вейсман, 1973 — Arpi T., Weissman P., *AJ* 78, 300.
 Арпи, 1960 — Arpi G., in «Nebulae and Interstellar Matters».
 Арпи Дж., 1975 — Arpi J., Kulsrud R. M., Osterker J. P., *ApJ* 198, 687.
 Артюхина И. М., 1970 — *Астрон.* ж. 47, 667.
 Артюхина И. М., Холмонов И. И., 1963 — *Астрон.* ж. 40, 100.
 Банде, 1963 — Bando W., «Evolution of Stars and Galaxies» (Русский перевод: «Эволюция звезд и галактик», 1960).
 Байдельман, 1943 — Bidelman W., *ApJ* 98, 61.
 Баррирд, 1927 — (Barney E.) E., «A Photographic Atlas of the Milky Way», Part 11.
 Баско М. М., Козменко В. С., 1974 — *препринт ИИМ* 28, 57.